
Bestimmung des Myonenflusses am COMPASS-Experiment

Heiner Wollny



Physikalisches Institut
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Bestimmung des Myonenflusses am COMPASS-Experiment

Diplomarbeit

vorgelegt

von

Heiner Wollny

Physikalisches Institut
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg

März 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Der Spin des Nukleons	3
2.2	Die tiefunelastische Streuung	4
2.3	Inklusiver Wirkungsquerschnitt	5
2.4	Bestimmung der Gluonpolarisation	7
2.4.1	Photon-Gluon-Fusion	8
2.5	Berechnung der Gluonpolarisation	10
3	Das COMPASS-Spektrometer	13
3.1	Aufbau des COMPASS-Spektrometers	13
3.2	Strahlproduktion und Strahlführung	15
3.3	Die szintillierenden Faserhodoskope	16
3.4	Das Triggersystem	18
3.4.1	Das Veto-Triggersystem	19
3.5	Das COMPASS-Auslesesystem	22
3.6	Das Trigger-Kontroll-System	22
3.7	Digitalisierung der Daten	23
3.8	Das CATCH-Modul	24
3.9	Die Totzeit der Datenauslese	25

4	Der TCS-VME-Adapter	27
4.1	Vorbereitung und Planung	27
4.2	Der Entwurf der Schaltpläne	28
4.3	Tests des TCS-VME-Adapters	30
4.3.1	Das Freiburger Datennahmesystem	30
4.3.2	Änderung der Firmware des Triggerlogik-Moduls	30
4.3.3	Änderungen im Design des Triggerverteiler-Moduls	32
4.3.4	Stabilität des Freiburger Triggerverteiler-Systems	33
4.4	Zusammenfassung	36
5	Der LVDS-Splitter	39
5.1	Vorbereitung und Planung	39
5.2	Der Entwurf der Schaltpläne	39
5.2.1	Das Netzteil für die LVDS-Splitter	40
5.3	Tests des LVDS-Splittes	41
5.3.1	Das Zählen von schnellen Signalen	42
5.3.2	Die Zeitauflösung des LVDS-Splitters	43
5.4	Zusammenfassung	46
6	Installation und Inbetriebnahme am COMPASS-Experiment	47
6.1	Inbetriebnahme der Hardware im Experiment	47
6.2	Der Zufallsgenerator	48
6.2.1	Funktionsweise des Zufallsgenerators	49
6.2.2	Inbetriebnahme des Zufallsgenerators	50
6.2.3	Test auf zeitliche Zufälligkeit der Signale	50
6.3	Bestimmung der Zeitauflösung der FI02	53
6.4	Zusammenfassung	54
7	Bestimmung des Strahlflusses am COMPASS-Experiment	57
7.1	Bestimmung der Rate durchs Target	58
7.2	Bestimmung der Effizienz der FI02	65
7.3	Bestimmung der Lebenszeit der Datennahme	68
7.4	Bestimmung der Rate des Crosstalks in der FI02	73
7.5	Die Ergebnisse	79
7.6	Die systematischen Unsicherheiten	80

8 Zusammenfassung	87
A Schaltpläne des TCS-VME-Adapter	89
A.1 Liste der verwendeten Bauteile	89
A.2 Logischer Schaltplan	90
A.3 Gerber Files	91
B Das D-Flip-Flop Add-On Projekt	93
B.1 Logischer Schaltplan	94
B.2 Gerber Files	95
B.3 Liste der verwendeten Bauteile	95
B.4 Integration in den Schaltkreis	96
C Schaltpläne der LVDS-Splitter-Platine	97
C.1 Liste der verwendeten Bauteile	97
C.2 Logischer Schaltplan	98
C.3 Gerber Files	99
C.4 Eingebaute LVDS-Splitter	102
D Die Testsoftware für die in Freiburg hergestellte Elektronik	103
D.1 Vorgaben und Umsetzung	103
D.1.1 Die Urversion der Testsoftware	103
D.1.2 Das Konzept der Software	103
D.1.3 Die Struktur der Testsoftware	104
D.2 Die Verwendung der Testsoftware	104
D.2.1 Der standardmäßige Test	105
D.2.2 Der TDC Testmodus	105
D.2.3 Der SCALER Testmodus	107
D.2.4 Die SCALER Test-Firmware	108
E Zur Flussbestimmung verwendete Analyse Software	109
F Danksagung	115
G Erklärung	117

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Graph der tiefunelastischen Streuung eines Leptons an einem Proton	4
2.2	Definition der Winkel ϑ , β und φ im inklusiven Wirkungsquerschnitt . .	6
2.3	Polarisierte Strukturfunktion xg_1^d gemessen am Deuteron in Abhängigkeit von x	7
2.4	Verschiedene Parametrisierungen der polarisierten Gluonverteilung . . .	8
2.5	Feynman-Graph der Photon-Gluon-Fusion	9
2.6	Messergebnisse für $\Delta G/G$	11
3.1	Schematisches Bild des COMPASS-Spektrometers	14
3.2	Eigenschaften des Myonenstrahls bei COMPASS	15
3.3	Aufbau der Station zur Impulsmessung (BMS)	16
3.4	Schematisches Bild zum Aufbau der szintillierenden Faserhodoskope . .	17
3.5	Schematisches Bild zur Anordnung der Triggerhodoskope	20
3.6	Schematischer Aufbau des Energieverlust-Triggers	20
3.7	Schematisches Bild des Veto-Trigger-Systems	21
3.8	Schematischer Aufbau der Steuerung und Auslese des COMPASS-Spektrometers (DAQ)	23
3.9	Die zeitliche Abfolge der vom TCS verteilten Signale	23
3.10	Schematische Zeichnung zur Bestimmung der Totzeit mit der FI02 . . .	25
4.1	Die TCS-VME-Adapter Platine	29
4.2	Schematische Zeichnung des in Freiburg aufgebauten Datennahmesystems	31
4.3	Schematische Zeichnung der Datennahme mit dem in Freiburg entwickelten Triggerverteiler-System	32
4.4	Die D-Flip-Flop Add-On-Platine	33

4.5	Phasenbeziehung zwischen Systemtakt und BoS-Signal	33
4.6	Zeitfluktuation des Triggerlogik-Moduls mit beheizter Clock	35
4.7	Zeitfluktuation des Triggerlogik-Moduls mit ungeheizter Clock	35
4.8	Zeitfluktuation des TCS-Moduls	35
5.1	Die LVDS-Splitter-Platine	40
5.2	Das Netzteil zur Versorgung der LVDS-Splitter-Platinen	41
5.3	Schematischer Aufbau zur Messung von schnellen Signalen	42
5.4	Abweichung der Zählrate eines Kanals von der im ersten Event bestimmten Zählrate.	43
5.5	Abweichung des Zählerstandes von der Referenz SCALER-CMC	43
5.6	Schematischer Aufbau zur Messung des Zeit-Jitters der LVDS-Splitter-Platine	44
5.7	Zeit-Jitter für jeden Kanal des LVDS-Splitters	45
5.8	Laufzeit für jeden Kanal des LVDS-Splitters	46
6.1	Schematische Zeichnung der Auslese der FI02 mit den LVDS-Splitter-Platinen	48
6.2	Zerfallsschema von ^{22}Na	49
6.3	Schematischer Aufbau des Zufallsgenerators	51
6.4	Verteilungen der zeitlichen Abfolge der Signale des Zufallsgenerators	52
6.5	Zeitauflösung der Kanäle der FI02	55
6.6	Relative Verschlechterung der Zeitauflösung durch die LVDS-Splitter-Platine.	55
7.1	Strahlprofil gemessen mit den neuen SCALER-CMC der FI02	58
7.2	Verteilung der Teilchen in der FI02, die durch das Target, bzw. vorbei fliegen	61
7.3	Winkelverteilung der selektierten Tracks	63
7.4	Impulsverteilung der selektierten Tracks	64
7.5	Ausschnitt aus dem Aufbau des Spektrometers 2006	65
7.6	Methode zur Bestimmung der Effizienz der FI02	67
7.7	Strahlprofile der SCALER zur Bestimmung der Lebenszeit	69
7.8	Die Rate der Lebenszeit-Zähler aufgetragen gegen die Zeit im Spill	70

7.9	Darstellung der Lebenszeiten von DAQ, V_{tot} und V'	71
7.10	Korrelation zwischen DAQ- und Veto-Trigger-Lebenszeit	73
7.11	Zeitkorrelations-Plots zur Veranschaulichung des ‘Peak Sensing’	74
7.12	Crosstalk relativ zu Kanal 48 der X-Ebene	75
7.13	Clustergröße in der X-Ebene der FI02 für die reguläre Strahlintensität .	75
7.14	Zum Verständnis der Berechnung des Crosstalks	76
7.15	Zeitkorrelations-Plots zur Bestimmung der Crosstalk-Rate mit Alignment Runs	77
7.16	Crosstalk bestimmt mit einem normalen ‘physikalischen’ Run	78
7.17	Crosstalk bestimmt mit zwei ‘physikalischen’ Runs mit niedriger Intensität	78
7.18	Crosstalk bestimmt mit Alignment Runs mit sehr niedriger Intensität .	78
7.19	Zeitverteilung des jeweils ersten ausgelesenen Events pro Spill	80
7.20	Mit der X- und Y-Ebene der FI02 bestimmter Strahlfluss durchs Target aufgetragen gegen die Zeit im Spill für die drei Vetos	81
A.1	Logische Schaltung des TCS-VME-Adapters.	90
A.2	Bestückungsplan des TCS-VME-Adapters.	91
A.3	Erste Lage des TCS-VME-Adapters (GND).	91
A.4	Zweite Lage des TCS-VME-Adapters (5V).	92
B.1	Logische Schaltung der D-Flip-Flop Add-On Platine.	94
B.2	Bestückungsplan der D-Flip-Flop Add-On Platine.	95
B.3	Erste Lage der D-Flip-Flop Add-On Platine (GND).	95
B.4	Zweite Lage der D-Flip-Flop Add-On Platine (3,3V).	95
B.5	Integration der Add-On-Platine in den Schaltkreis des Triggerverteiler- Moduls	96
C.1	Logische Schaltung des LVDS-Splitters.	98
C.2	Bestückungsplan der LVDS-Splitter-Platine.	99
C.3	Erste Lage der LVDS-Splitter-Platine (GND).	99
C.4	Zweite Lage der LVDS-Splitter-Platine (Signal).	100
C.5	Dritte Lage der LVDS-Splitter-Platine (3,3V).	100
C.6	Vierte Lage der LVDS-Splitter-Platine (Signal).	101
C.7	Die im COMPASS-Experiment (CERN) installierten LVDS-Splitter . .	102

Tabellenverzeichnis

2.1	Relevante Variablen in der tiefunelastischen Streuung	4
3.1	Spezifikationen der 9 szintillierenden Faserhodoskope bei COMPASS . .	18
3.2	Auflistung der Lebenszeitähler bei COMPASS für 2006	26
4.1	Standardabweichungen der Zeitverteilungen zwischen zwei mit TDC- CMC bestückten CATCH-Modulen, für drei verschiedene Konfigurationen.	37
7.1	Ergebnis der Analyse der Effizienz der FI02	67
7.2	Mit dem Strahlprofil gewichtet gemittelter Crosstalk aus drei Runs mit verschiedenen Intensitäten.	79
7.3	Mit der X- bzw. Y-Ebene der FI02 bestimmter mittlerer Strahlfluss durchs Target in Abhängigkeit der drei Vetos	81
7.4	Auflistung der mittleren Korrekturfaktoren	82
7.5	Abweichung des berechneten Strahlflusses durchs Target vom exakt be- rechneten Wert durch Verwendung der mittleren Korrekturfaktoren . . .	82
7.6	Systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung des Strahlflusses . . .	85
7.7	Ergebnis der Messung des Strahlflusses für Run 52613	85

1. Einleitung

Bis Mitte der 60er Jahre glaubte man, dass die fundamentalen Bausteine der Materie Protonen, Neutronen und Elektronen seien. Doch als immer mehr neue Teilchen entdeckt wurden, welche gemäß ihrer Massen Mesonen (leicht) bzw. Baryonen (schwer) genannt wurden, schlugen Murray Gell-Mann und George Zweig 1964 vor, dass diese aus Quarks aufgebaut seien [1]. Tatsächlich fanden 1968-1969 Physiker am SLAC¹, in Streuexperimenten von Elektronen an Protonen heraus, dass das Proton aus ‘kleinen’ harten Kernen, den Partonen aufgebaut ist. Erst Jahre später wurden die Quarks mit den Partonen identifiziert und das Quarkmodell akzeptiert. Im Jahre 1973 wurde die Quanten-Feldtheorie der starken Wechselwirkung formuliert [2]. Als Austauschteilchen wurden Gluonen postuliert, welche an die Farbladung der Quarks koppeln. Sechs Jahre später wurden am DESY² in Hamburg die Existenz von Gluonen experimentell bestätigt. Bis heute untersuchen Physiker die innere Struktur des Nukleons.

Nach dem heutigen Verständnis besteht das Nukleon aus drei Quarks (Valenz-Quarks), welche von einem ‘See’ von Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren umgeben sind. In verschiedenen Experimenten wurde die Impulsverteilung der Konstituenten im Nukleon bereits hinreichend genau vermessen. Die Frage hingegen, wie sich der Spin $s_N = \frac{1}{2}\hbar$ des Nukleons aus denen seiner Konstituenten zusammensetzt, ist allerdings bis heute weitestgehend unverstanden. Die erste Annahme, dass der Spin des Nukleons hauptsächlich von den drei Valenz-Quarks getragen wird, wurde durch das EMC-Experiment Ende der 80-er Jahre widerlegt [3]. Weitere Experimente am CERN³, DESY und SLAC bestätigten diese Entdeckung und zeigten, dass lediglich 20 - 30 % des Spins von den Quarks getragen werden. Heutige theoretische Modelle des Nukleons berücksichtigen daher auch den Spinbeitrag der Gluonen. Diesen experimentell zu bestimmen ist die Aufgabe der heutigen Generation von Experimenten.

Eines der Hauptziele des COMPASS⁴-Experiments am CERN ist eine Präzisionsmessung des Beitrags der Gluonen zum Spin des Nukleons. Das COMPASS-Experiment ist ein Fixed-Target-Streuexperiment mit einem polarisierten Myonstrahl und einem wahlweise longitudinal oder transversal polarisierbaren Deuterium- (⁶LiD) oder Proton-Target (NH₃). Weitere Ziele des COMPASS-Experiments sind z.B. die Bestimmung der polarisierten Strukturfunktion $g_1(x)$ und die Bestimmung der transversalen Spin-Verteilungsfunktionen $\Delta_T q(x)$.

Die Gluonpolarisation wird bei COMPASS über den Prozess der Photon-Gluon-Fusion gemessen. Für die Bestimmung des Untergrundes bei der Extraktion der Gluonpo-

¹SLAC = **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

²DESY = **D**eutsches **E**lektronen **S**Ynchrotron

³CERN = **C**onseil **E**uropéen de la **R**echerche **N**ucleaire

⁴COMPASS = **C**OMmon **M**uon and **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy

larisation ist es wichtig die differentiellen Wirkungsquerschnitte zu messen und mit denen der Theorie zu vergleichen. Hierzu ist eine genaue Kenntnis des absoluten Myon-Strahlflusses entscheidend.

Ziel dieser Arbeit ist es, den Strahlfluss im COMPASS-Experiment möglichst präzise zu messen. Hierfür war die Entwicklung neuer Hardware nötig, so dass mit den bisher zur Spurrekonstruktion verwendeten Detektoren auch eine Messung des absoluten Teilchenflusses möglich ist. Als Basis wird ein Detektor mit szintillierenden Fasern verwendet, welcher sich durch eine hohe Effizienz und eine exzellente Zeitauflösung auszeichnet.

Mit der im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Hardware (LVDS-Splitter) werden die elektrischen Signale des Detektors aufgeteilt, so dass weiterhin die Zeiten der Hits und zusätzlich deren absolute Anzahl gezählt werden können. Die Signale müssen dabei mit einem möglichst geringen Zeit-Jitter aufgeteilt werden, so dass die Spurrekonstruktion des Detektors nicht beeinflusst wird. Für das Zählen der Hits werden die in Freiburg entwickelten SCALER-CMC eingesetzt, welche eine totzeitfreie Auslese besitzen. Damit die so gemessenen Zählraten den Strahlfluss gut beschreiben, müssen die Zählerstände zu rein zufälligen Zeitpunkten ausgelesen werden, so dass sichergestellt wird, dass sich im Mittel alle periodischen Strukturen des Strahls herausheben. Der hierzu benötigte Zufallstrigger wurde ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommen und die Zeitverteilung der Triggerereignisse wurde hinsichtlich ihrer Zufälligkeit analysiert.

Die Bestimmung des Strahlflusses aus den so gewonnenen Zählraten erfordert eine sorgfältige Analyse der Eigenschaften des Detektors, des Myonstrahls und der Totzeit des Datennahmesystems. Es wurde die Effizienz und der ‘Crosstalk’ zwischen den Kanälen des Detektors, sowie die Rate der Teilchen durch das Target und die Lebenszeit der Datennahme berücksichtigt. Diese Größen wurden bestimmt und hinsichtlich ihrer systematischen Unsicherheiten untersucht.

Außerdem wurde eine weitere Hardware-Komponente, der TCS-VME-Adapter, entwickelt, welcher die letzte noch fehlende Komponente für das in Freiburg entwickelte Triggerverteiler-System war. Mit einem solchen Triggerverteiler-System ist es möglich auch in anderen kleineren Experimenten die speziell für COMPASS entwickelte Auslese-Elektronik einzusetzen.

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden exemplarisch zwei Methoden zur Bestimmung der Gluonpolarisation vorgestellt. Anhand einer Methode wird die Wichtigkeit einer präzisen Messung des absoluten Myonflusses bei COMPASS aufgezeigt. Ein kurzer Überblick über den Aufbau des COMPASS-Spektrometers folgt in Kapitel 3. Kapitel 4 widmet sich der Entwicklung des TCS-VME-Adapters und dem Test des Freiburger Triggerverteiler-Systems. Die Entwicklung und der Test der LVDS-Splitter-Platinen wird in Kapitel 5 beschrieben. Kapitel 6 dokumentiert den Einbau der LVDS-Splitter-Platinen ins Experiment und die Inbetriebnahme des auf dem radioaktiven Zerfall basierenden Zufallsgenerators. In Kapitel 7 werden die mit der neuen Auslese gewonnenen Daten ausführlich analysiert, ihre systematischen Unsicherheiten studiert und der Strahlfluss bestimmt. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 8 zusammengefasst.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über eines der Hauptziele des Myonenprogramms des COMPASS-Experiments gegeben. Es wird auf die Bestimmung der polarisierten Strukturfunktion g_1 eingegangen und motiviert, warum die direkte Bestimmung der Gluonpolarisation ΔG wichtig für das Verständnis der Spinstruktur des Nukleons ist.

2.1 Der Spin des Nukleons

In einem naiven Modell setzt sich das Nukleon aus drei punktförmigen Konstituenten mit Spin $s_N = \frac{1}{2}\hbar$, den Quarks zusammen. Alle Eigenschaften des Nukleons, wie z.B. Impuls und Spin resultieren aus denen der drei Quarks. Allerdings impliziert die gemessene Skalenbrechung der Strukturfunktion F_2 (Anwachsen für kleine x und Abfallen für große x mit wachsendem Q^2), dass das Nukleon weitaus komplizierter aufgebaut ist. Dieses Verhalten konnte durch die Berücksichtigung der von der QCD vorhergesagten Gluonen beschrieben werden. So sind nach dem heutigen Verständnis die drei (Valenz-)Quarks von einer Wolke aus Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren umgeben und die Skalenbrechung wird durch die Abstrahlung von Gluonen erklärt [4]. Lange Zeit glaubte man, dass sich der Spin des Nukleons hauptsächlich aus denen der drei Valenzquarks zusammensetzt. Tatsächlich zeigten tiefunelastische Streuexperimente am CERN, am SLAC und am DESY, dass die Quarks lediglich 20 – 30 % zum Spin des Nukleons beitragen. Bis heute ist nicht verstanden, wie sich letztlich der Spin des Nukleons aus seinen Konstituenten zusammensetzt.

Allgemein lässt sich der Spin des Nukleons s_N als Summe der Spins und der Bahndrehimpulse seiner Konstituenten schreiben:

$$\frac{1}{2} = \frac{s_N}{\hbar} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g. \quad (2.1)$$

Dabei sind $\Delta\Sigma$ und ΔG die Spinbeiträge der Quarks bzw. der Gluonen und L_q und L_g sind die Beiträge des Bahndrehimpulses von den Quarks bzw. den Gluonen.

Eines der Hauptziele des COMPASS-Experiments ist die Bestimmung des Beitrags der Gluonpolarisation ΔG zum Gesamtspin des Nukleons. Die Bestimmung des Anteils der Bahndrehimpulse ist mit der heutigen Generation von Experimenten noch nicht möglich.

2.2 Die tiefunelastische Streuung

Die Substruktur des Nukleons wird durch die tiefunelastische Streuung mit Leptonen studiert. Sie ist das Werkzeug der Hochenergie-Teilchenphysik. In Abb. 2.1 ist der Feynman-Graph der tiefunelastischen Streuung eines Leptons an einem Proton abgebildet. Das einlaufende Lepton wechselwirkt über die Emission eines virtuellen Photons mit einem Quark des Nukleons. Das Quark wird dabei aus dem Verbund herausgeschlagen und fragmentiert in ein oder mehrere Hadronen. Die Wechselwirkung über den Austausch eines Z_0 -Bosons ist bei den bei COMPASS erreichten Schwerpunktsenergien von etwa 17,9 GeV zu vernachlässigen und wird deshalb im Folgenden nicht berücksichtigt. Der Nachweis des gestreuten Leptons und Teile der Fragmentations-Produkte gibt Aufschluss über das Wechselwirkungspotential und die innere Struktur des Nukleons. Die für diesen Prozess wichtigen relevanten Größen sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

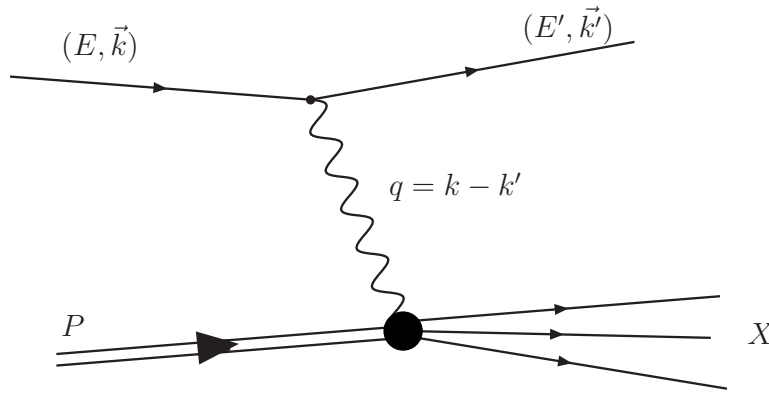


Abbildung 2.1: Feynman-Graph der tiefunelastischen Streuung eines Leptons an einem Proton. Nach der Wechselwirkung des Quarks mit dem virtuellen Photon fragmentiert es in ein oder mehrere Hadronen (Quelle: [5]).

Tabelle 2.1: Relevante Variablen in der tiefunelastischen Streuung

Vierer-Impuls des einlaufenden Leptons k	$(E, \vec{k}) \stackrel{lab}{=} (E, 0, 0, \vec{k})$
Vierer-Impuls des auslaufenden Leptons k'	$(E', \vec{k}')$
Vierer-Impuls des Target-Protons P	$(M, \vec{P}) \stackrel{lab}{=} (M, 0, 0, 0)$
Vierer-Impuls des virtuellen Photons q	$q = k - k'$
Energie des virtuellen Photons ν	$\nu \stackrel{lab}{=} E - E'$
relative Energie des virtuellen Photons y	$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}$
Streuwinkel ϑ siehe Abb. 2.2	ϑ
Neg. quadrierter Vierer-Impuls des virtuellen Photons Q^2	$Q^2 = -q^2 \stackrel{lab}{\approx} 4EE' \sin^2 \vartheta / 2$
Bjorken Skalen Variable x	$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{lab}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}$

2.3 Inklusiver Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt σ ist per Definition der Proportionalitäts-Faktor zwischen der Rate $\dot{N}$ der gestreuten Teilchen und der Luminosität $\mathcal{L}$. Die Luminosität ist definiert als das Produkt aus dem Strahlfluss Φ und der Anzahl der Streuzentren N_{Target} . Der Wirkungsquerschnitt hat somit die Dimension einer Fläche. Der inklusive tiefunelastische differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega dE'$ gibt den Bruchteil der gestreuten Teilchen an, die eine Energie im Intervall $(E', E' + dE')$ besitzen und in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreut werden

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{d\dot{N}}{d\Omega}, \quad (2.2)$$

$$\text{mit } \mathcal{L} = \Phi \cdot N_{Target}. \quad (2.3)$$

Somit ist der Wirkungsquerschnitt experimentell über den Nachweis der gestreuten Teilchen und der Messung der Luminosität bestimmbar.

In der Theorie wird der Born Wirkungsquerschnitt für inklusive tiefunelastische Streuung von Leptonen an Nukleonen durch ein Produkt aus einem leptonischen Tensor $L_{\mu\nu}$ und einem hadronischen Tensor $W_{\mu\nu}$ dargestellt¹:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{y}{2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (2.4)$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. Der leptonische Tensor beschreibt die Abstrahlung des virtuellen Photons durch das Lepton. Dies kann im Rahmen der QED exakt berechnet werden. Der hadronische Tensor beschreibt die Absorption des virtuellen Photons vom Nukleon. Er beinhaltet die komplexe Struktur des Nukleons und wird in einem allgemeinen Ansatz durch 4 dimensionslose Strukturfunktionen F_1 , F_2 , g_1 und g_2 parametrisiert², welche von x und von Q^2 abhängen. Beide Tensoren lassen sich als Summe eines spinunabhängigen, symmetrischen (S) und einem spinabhängigen, antisymmetrischen (A) Teil schreiben (Summation über alle Spins des gestreuten Leptons bzw. des gestreuten Nukleons). Unter der Berücksichtigung, dass die Kontraktion eines symmetrischen Tensors mit einem antisymmetrischen Tensor verschwindet, führt dies zu:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{y}{2} \left[L_{\mu\nu}^{(S)}(k, k') W^{\mu\nu(S)}(p, q) - L_{\mu\nu}^{(A)}(k, k', s) W^{\mu\nu(A)}(p, q, S) \right]. \quad (2.5)$$

Somit lässt sich der Wirkungsquerschnitt als Summe eines spinunabhängigen und eines sowohl vom Leptonenspin als auch vom Nukleonspin abhängigen Teils schreiben. Aus

¹Die Umrechnung zu den in Gl. (2.2) verwendeten Größen lautet: $dE' d\Omega = dx dy d\varphi \frac{M\nu}{E'}$ ($dE' = E dy$; $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$; $\sin\vartheta d\vartheta = dx \frac{M\nu}{E'}$).

²Die Komponenten des hadronischen Tensors können nur Lorentzskalare der Größen vom virtuellen Photon und vom Proton sein (Viererimpuls und Spin). Symmetriebetrachtungen und Erhaltungssätze schränken die Anzahl der möglichen Terme weiter ein [6].

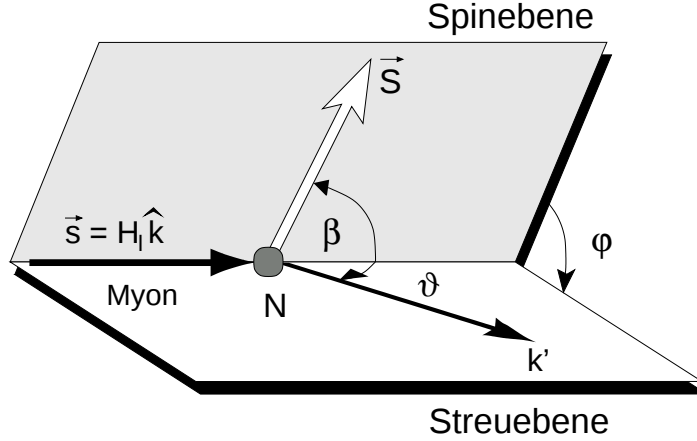


Abbildung 2.2: Definition der Winkel ϑ , β und φ im inklusiven Wirkungsquerschnitt (Quelle: [7]).

der Gleichung geht hervor, dass spinabhängige Effekte nur auftreten, wenn sowohl der Strahl als auch das Target polarisiert sind.

Bei COMPASS ist die Polarisation des Leptons durch den longitudinal polarisierten Myonenstrahl vorgegeben (s. Kap. 3.2). Im Weiteren wird deshalb für das Lepton die Helizität $H_l \pm 1$ vorausgesetzt. Der spinabhängige Teil des Wirkungsquerschnitts lässt sich als Linearkombination eines parallel zum Leptonspin $d^3\sigma_{\parallel}$ und senkrecht zum Leptonspin polarisierten Targets $d^3\sigma_{\perp}$ schreiben. Der Wirkungsquerschnitt hat dann die Form [8]:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{d^3\bar{\sigma}}{dx dy d\varphi} - H_l \cos\beta \frac{d^3\sigma_{\parallel}}{dx dy d\varphi} - H_l \sin\beta \cos\varphi \frac{d^3\sigma_{\perp}}{dx dy d\varphi}. \quad (2.6)$$

Dabei ist $d^3\bar{\sigma}$ der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt, β ist der Winkel zwischen Leptonimpuls und dem Targetspin, und φ ist der azimuthale Winkel zwischen Spin- und Streuebene (s. Abb. 2.2). Man erkennt, dass für ein longitudinal polarisiertes Target ($\beta = 0, \pi$) der letzte Term verschwindet. Die 3 differentiellen Wirkungsquerschnitte haben, unter Vernachlässigung der Leptonenmasse, folgende Form:

$$\frac{d^3\bar{\sigma}}{dx dy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[\frac{y}{2} F_1(x, Q^2) + \frac{1}{2xy} \left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) F_2(x, Q^2) \right] \quad (2.7)$$

$$\frac{d^3\sigma_{\parallel}}{dx dy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[\left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) g_1(x, Q^2) - \frac{y}{2} \gamma^2 g_2(x, Q^2) \right] \quad (2.8)$$

$$\frac{d^3\sigma_{\perp}}{dx dy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[\gamma \sqrt{1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}} \left(\frac{y}{2} g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2) \right) \right]. \quad (2.9)$$

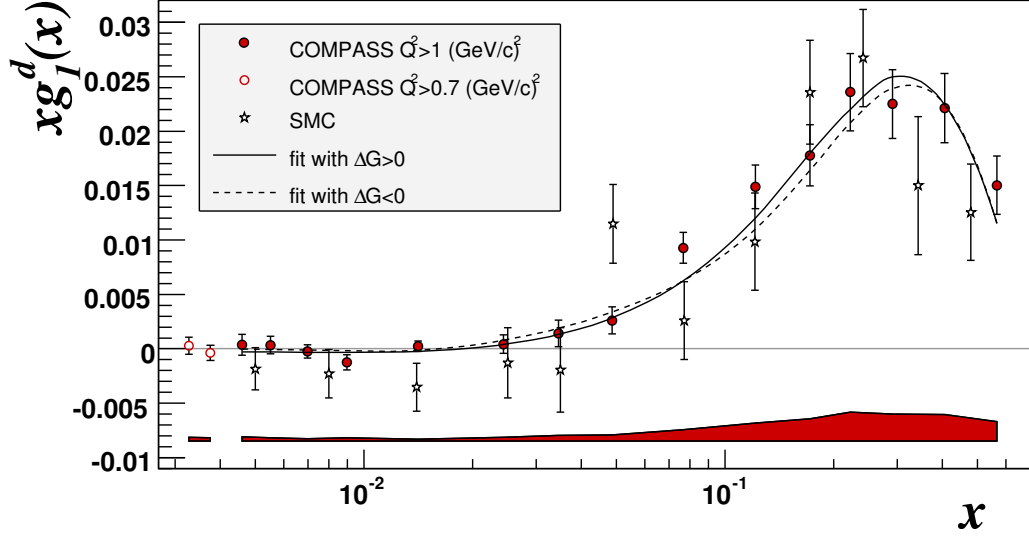


Abbildung 2.3: Polarisierte Strukturfunktion xg_1^d gemessen am Deuteron in Abhängigkeit von x . Die COMPASS-Daten wurden im Intervall von $0,7(\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 100(\text{GeV}/c)^2$ gewonnen. Jeder Wert ist beim mittleren Q^2 des jeweiligen x -Intervalls gezeichnet. Die SMC-Daten wurden für das Q^2 der COMPASS-Daten entwickelt. Sie sind der Übersichtlichkeit halber in x -Richtung leicht versetzt gezeichnet. Die Fehlerbalken beinhalten nur die statistischen Fehler. Der systematische Fehler der COMPASS-Daten ist darunter eingezeichnet (Quelle: [11]).

Gleichung (2.7) parametrisiert den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt $d^3\bar{\sigma}$. Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 wurden von mehreren Experimenten sehr genau vermessen (siehe [9]). Der Faktor $\gamma^2 = \frac{4x^2 M^2}{Q^2}$ verschwindet für $Q^2 \rightarrow \infty$ und ist für die bei COMPASS auftretenden Impulsüberträge ungefähr $1/80$ [10]. Somit ist der transversale Anteil $d^3\sigma_{\perp}$ gegenüber dem longitudinalen Anteil $d^3\sigma_{\parallel}$ etwa um einen Faktor 10 unterdrückt. Aus Gl. (2.8) folgt, dass man an einem longitudinal polarisiertem Target die Strukturfunktion g_1 messen kann, da hier g_2 mit γ^2 unterdrückt wird. Aus Gl. (2.9) geht hervor, dass man mit einem transversal polarisiertem Target die Linearkombination $\frac{y}{2}g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2)$ bestimmen kann.

In Abb. 2.3 ist der Verlauf von xg_1^d des Deuterons in Abhängigkeit von x abgebildet. Gerade die COMPASS-Daten bei kleinen x ($x < 0,03$) verbessern die Genauigkeit der theoretischen Evolution signifikant [11]. Insbesondere sieht man, dass xg_1^d , in diesem Bereich, entgegen den ersten Messungen von SMC keine Tendenz zu negativen Werten besitzt [12].

2.4 Bestimmung der Gluonpolarisation

Die Bestimmung der Gluonpolarisation ΔG aus der Analyse des Skalenverhaltens der Strukturfunktion g_1 ist bisher nur mit großen Unsicherheiten möglich. Dies liegt an dem von den bisherigen Messungen nur unzureichend abgedeckten kinematischen Bereich in Q^2 . Denn in die polarisierte Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ geht sowohl die Quark- als auch

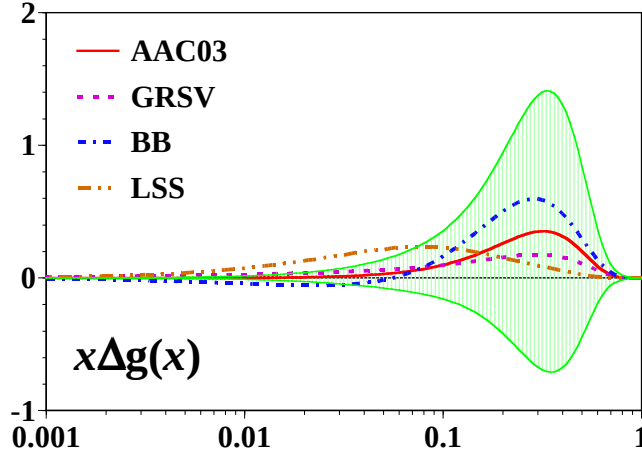


Abbildung 2.4: Parametrisierungen der polarisierten Gluonverteilung $x\Delta G(x)$ für $Q^2 = 1\text{GeV}^2$ (AAC03 = Asymmetry analysis collaboration; GRSV = Glück, Reya, Stratmann und Vogelsang; BB = Bethe und Böttcher; LSS = Leader, Sidorov und Stamenov). Der schattierte Bereich stellt die systematische Unsicherheit dar (Quelle: [13]).

die Gluon-Polarisation ein. Eine Separation dieser Verteilungen ist nur über deren unterschiedliche Q^2 -Abhängigkeiten möglich. Die Verteilungen werden mit NLO-Fits an die Weltdaten gewonnen [13, 14]. In Abb. 2.4 sind Ergebnisse des Verlaufs von $x\Delta G(x)$ abgebildet, die von verschiedenen Gruppen berechnet wurden. Der grün schattierte Bereich, stellt die systematische Unsicherheit dar. Man erkennt, dass die aus g_1 extrahierte Gluonpolarisation stark von der angenommenen x -Abhängigkeit der Parametrisierung abhängt und dass selbst das Vorzeichen des Integrals der Verteilung durch die Fits nicht eindeutig bestimmbar ist. Deshalb ist es notwendig Prozesse zu studieren, in die die Gluonpolarisation ΔG direkt eingeht. Dies ist der Prozess der Photon-Gluon-Fusion (PGF), der in einer semi-inklusiven tiefunelastischen Messung zugänglich ist.

2.4.1 Photon-Gluon-Fusion

Der Prozess der Photon-Gluon-Fusion (PGF) ist die Wechselwirkung eines virtuellen Photons in einem tiefunelastischen Streuprozess über ein Quark-Antiquark-Paar mit einem Gluon. Der Feynman-Graph dieses Prozesses ist in Abb. 2.5 abgebildet. Das gebildete $q\bar{q}$ -Paar fragmentiert anschließend in Hadronen. Allerdings liefern auch andere Prozesse ähnliche Signaturen. Der größte Beitrag stammt hierbei vom führenden DIS-Prozess, der tiefunelastischen Streuung des virtuellen Photons an einem Quark des Nukleons ($\gamma^*q \rightarrow q$), mit anschließender Fragmentation des Quarks (s. Abb. 2.1). Desweiteren liefert auch der QCD-Compton-Effekt ($\gamma^*q \rightarrow qg$) und die hadronische Struktur des Photons ‘resolved photon’ Beiträge, die denselben Endzustand, wie die PGF aufweist.

COMPASS verfolgt zwei Strategien zur Identifikation der PGF-Ereignisse. Einerseits den Nachweis von charm-haltigen Mesonen (Open-Charm-Produktion) und andererseits den Nachweis von Hadronen mit hohem transversalen Impuls.

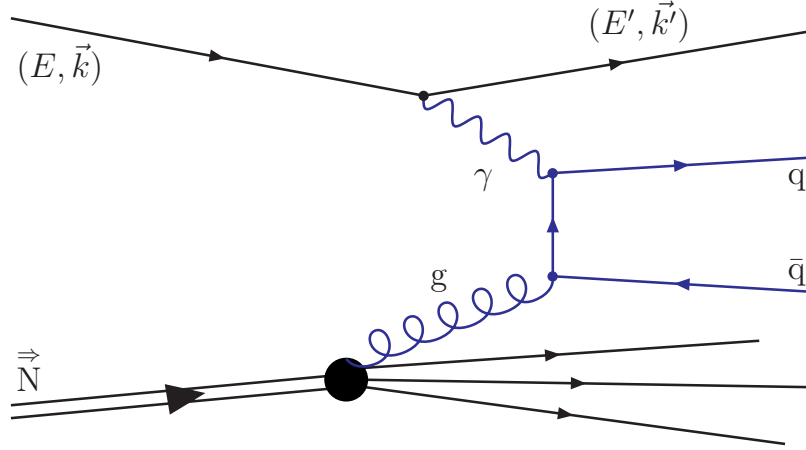


Abbildung 2.5: Feynman-Graph der Photon-Gluon-Fusion (Quelle: [5]).

Open-Charm-Produktion

Bei COMPASS ist die beste Signatur der Photon-Gluon-Fusion der Nachweis von charm-haltigen Mesonen. Denn aufgrund der großen Masse des Charm-Quarks ist der Charm-Anteil im Nukleon vernachlässigbar und die Charm-Produktion in der Fragmentation ist ebenso unterdrückt. Somit ist in führender Ordnung die Produktion von Charm nur durch $c\bar{c}$ -Paare in PGF-Ereignissen möglich und es gibt theoretisch keinen Untergrund. Die leichtesten charmhaltigen Mesonen sind D^0 und $\bar{D}^0$, sie entstehen in 50 % der Fälle bei der Fragmentation des $c\bar{c}$ -Paares. Aufgrund der kurzen Lebenszeit können allerdings nur ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden ($D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$). Da eine Vertex-Rekonstruktion bei COMPASS nicht möglich ist, kann das D^0 nur über die invarianten Massen des Endzustands nachgewiesen werden. Um den kombinatorischen Untergrund einzuschränken, betrachtet man deshalb auch D^* -Mesonen. Diese entstehen in 20 % der Fälle und zerfallen in ein D^0 und ein energiearmes Pion. Der Nachweis dieses ‘weichen’ Pions vermindert den kombinatorischen Untergrund signifikant. Desweiteren ist die Open-Charm Analyse bei COMPASS kaum von theoretischen Modellen abhängig (s. Kap. 2.5).

Hadronen mit hohem Transversalimpuls p_T

PGF-Ereignisse können auch durch den Nachweis von Hadronen mit hohen transversalen Impulsen, im Vergleich zu den Untergrundprozessen, angereichert werden. Diese Methode der Anreicherung basiert auf der Tatsache, dass im Photon-Gluon Ruhesystem aus Gründen der Impulserhaltung das $q\bar{q}$ -Paar unter 180° in Hadronen fragmentiert. Nach dem Lorentz-Boost ins Laborsystem können diese Hadronen somit immer noch große Transversalimpulse besitzen. Der Prozess der führenden DIS hingegen geschieht hauptsächlich in Vorwärtsrichtung mit kleinen transversalen Impulsen und ist somit stark reduziert. Die Untergrundprozesse lassen sich allerdings nicht komplett unterdrücken [15] und die Bestimmung des Anteils der PGF-Ereignisse im Vergleich zu den Untergrund-Ereignissen kann nur mit Monte-Carlo Simulationen gewonnen wer-

den. Aufgrund der Vielzahl so rekonstruierter Ereignisse (es sind nun auch die leichten Quark-Antiquark-Paare verfügbar) ist zwar der statistische Fehler im Vergleich zur ersten Methode deutlich kleiner. Allerdings beträgt die systematische Unsicherheit bei der Simulation des Untergrunds etwa 30 % [15].

2.5 Berechnung der Gluonpolarisation

Die Bestimmung der Gluonpolarisation erfolgt bei beiden Methoden durch die Messung der Doppel-Spin-Asymmetrie $A_{\parallel}^{raw}$

$$A_{\parallel}^{raw} = \frac{N^{\rightarrow\leftarrow} - N^{\leftarrow\leftarrow}}{N^{\rightarrow\leftarrow} + N^{\leftarrow\leftarrow}}. \quad (2.10)$$

$N^{\leftarrow\leftarrow}$ steht für die Anzahl der PGF-Ereignisse bei paralleler Stellung des Myon- und Nukleon-Spins und $N^{\rightarrow\leftarrow}$ ist entsprechend die Anzahl für die antiparallele Spinstellung. Bei der Messung von $A_{\parallel}^{raw}$ kürzen sich alle unpolarisierten Effekte heraus. Das bei COMPASS verwendete Target besteht zudem aus drei Zellen³, wobei die äußeren beiden Zellen entgegengesetzt zur mittleren Zelle polarisiert sind. Es werden somit gleichzeitig beide Polarisationen gemessen und Ungenauigkeiten, wie z.B. zeitliche Schwankungen in der Intensität und Qualität des Strahls, oder der Akzeptanz des Spektrometers reduzieren sich so auf ein Minimum. Um systematische Fehler zu reduzieren, wird die Polarisation der Zellen alle 8 Stunden umgekehrt. Die gemessene Asymmetrie $A_{\parallel}^{raw}$ hängt folgendermaßen von $\Delta G/G$ ab:

$$A_{\parallel}^{raw} = P_B P_T f a_{LL}^{PGF} R_{PGF} \frac{\Delta G}{G} + A^{bgd} \quad (2.11)$$

$$R_{PGF} = \frac{\sigma_{PGF}}{\sigma_{PGF} + \sigma_{bgd}}. \quad (2.12)$$

Dabei sind P_B und P_T die Strahl- bzw. Target-Polarisationen und f ist der Verdünnungsfaktor, der den Anteil der polarisierbaren Nukleonen im Target angibt. Die Analysierstärke a_{LL}^{PGF} des Prozesses ist die Helizitäts-Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts der harten Myon-Gluon Streuung ($a_{LL}^{PGF} = d\sigma_{PGF}^{\mu g} / \sigma_{PGF}^{\mu g}$). Diese Größe kann nur aus Monte-Carlo Simulationen gewonnen werden [16]. Hierzu werden der polarisierte und der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt in ‘leading order’ berechnet [5, 15]. Die Größe R_{PGF} ist der Anteil an PGF-Ereignissen und A^{bgd} ist der Anteil der Untergrundprozesse. Abgesehen von diesen Faktoren geht die Gluonpolarisation $\Delta G/G$ direkt in die Asymmetrie ein. Die unpolarisierte Gluonverteilung G ist aus Messungen früherer Experimente gut bekannt, siehe [17].

Ein wichtiger Unterschied zwischen der ‘Open-Charm-’ und der ‘high- p_T -Methode’ ist die Bestimmung des Untergrunds A^{bgd} und des Anteils der PGF Ereignisse R_{PGF} . Bei

³In den Strahlzeiten vor 2006 bestand das Target aus zwei Zellen, die jeweils entgegengesetzt polarisiert waren.

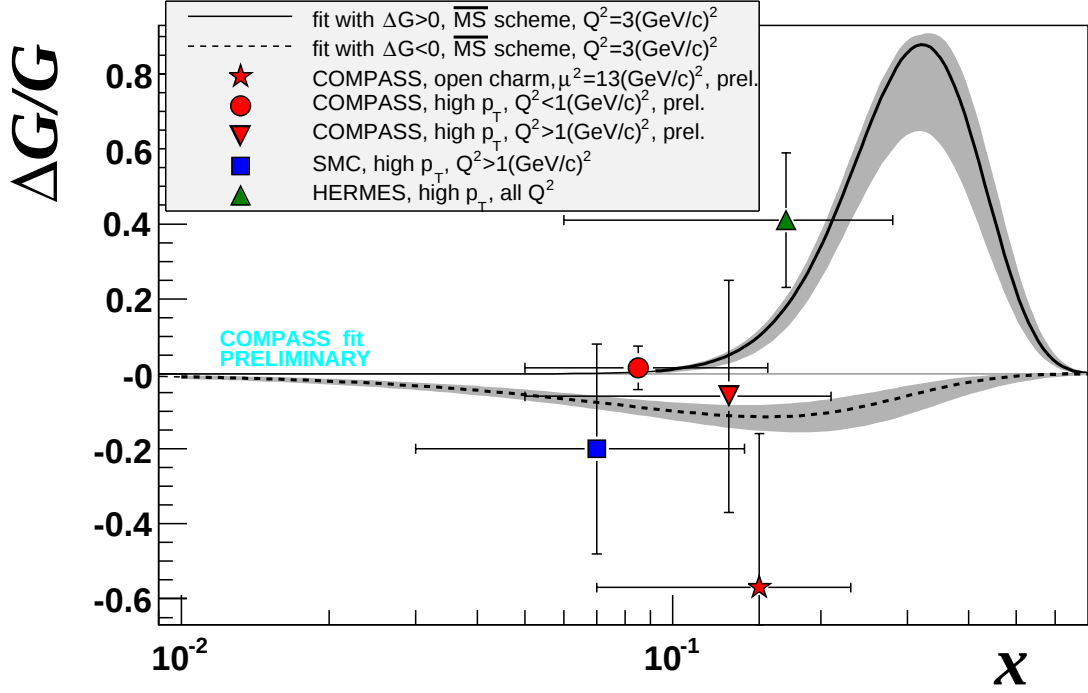


Abbildung 2.6: Messergebnisse für $\Delta G/G$. Eingezeichnet sind die Daten von COMPASS, HERMES und SMC. Die volle und die gestrichelte Linie sind Verläufe für $\Delta G/G$, die aus zwei verschiedenen QCD-Fits an g_1^d gewonnen wurden. Hier wurde einmal eine positive bzw. eine negative Gesamt-Gluonpolarisation ΔG angenommen (Quelle: [19]).

der ‘Open-Charm-Analyse’ werden beide Größen direkt aus dem Untergrund des invarianten Massenspektrums erhalten. Bei der ‘high p_T -Methode’ hingegen müssen diese mittels Monte-Carlo Simulationen bestimmt werden und sind somit vom zugrundeliegenden Modell abhängig. Für die Rechtfertigung des zugrundeliegenden theoretischen Modells ist es wichtig den im Experiment gemessenen semi-inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitt mit dem theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitt zu reproduzieren. Dies ist nur durch eine präzise Messung des Myonenflusses möglich.

Auch zukünftige physikalische Messungen bei COMPASS, wie z.B. die Bestimmung von generalisierten Parton Verteilungen (GPD), benötigen die präzise Messung des Strahlflusses [18].

In Abb. 2.6 sind die ersten Ergebnisse für $\Delta G/G$ in Abhängigkeit von x aufgetragen. Man sieht, dass die Ergebnisse von COMPASS einen kleinen Wert von $\Delta G/G$ für $x \approx 0, 1$ bevorzugen. Allerdings müssen die Fehler noch signifikant kleiner werden, um den Verlauf von $\Delta G/G$ einzuschränken. Eingezeichnet sind zwei aus QCD-Fits an g_1^d erhaltene Verläufe von $\Delta G/G$ für zwei verschiedene Annahmen der Gesamt-Gluonpolarisation $\Delta G = \int_0^1 \Delta G(x) dx$. Die volle Linie ist ein Fit mit einer Gesamt-Gluonpolarisation $\Delta G > 0$ und die gestrichelte Linie wurde mit $\Delta G < 0$ erhalten. Beide Verläufe beschreiben die Daten gleich gut und in beiden Fällen liegt der Absolutbetrag des Integrals von

$\Delta G(x)$ zwischen $0,2 - 0,3$ [11]. Falls sich bestätigt, dass die Gesamt-Gluonpolarisation ΔG mit Null verträglich ist bzw. klein ist, impliziert dies nach dem heutigen Verständnis, dass der Spin des Nukleons hauptsächlich durch den Bahndrehimpuls ‘getragen’ wird, oder dass das Spin-Modell des Nukleons neu überdacht werden muss. Dies zu zeigen ist die Aufgabe einer neuen Generation von Experimenten.

3. Das COMPASS-Spektrometer

In den folgenden Kapiteln wird ein Überblick über das COMPASS-Spektrometer gegeben. Dies kann im Rahmen dieser Arbeit lediglich nur sehr allgemein geschehen. Für eine umfassende Beschreibung des COMPASS-Experiments und der zum Einsatz kommenden Detektoren wird auf das Spektrometer-Paper verwiesen [20]. Im Folgenden werden lediglich die Komponenten des Spektrometers ausführlicher besprochen, die wichtig für das Verständnis dieser Arbeit sind und die für die Bestimmung des Myonenflusses eine zentrale Rolle spielen.

3.1 Aufbau des COMPASS-Spektrometers

In Abb. 3.1 ist ein schematisches Bild vom Aufbau des COMPASS-Spektrometers zu sehen. Gestreut wird an einem Feststofftarget, welches sich wahlweise longitudinal oder transversal zum Strahl polarisieren lässt.

Um einen großen Winkelbereich und somit ein großes Spektrum im Impulsübertrag Q^2 abdecken zu können, besteht das Spektrometer aus zwei Stufen. Im ersten Teil, dem LAS¹, werden Teilchen mit großen Streuwinkeln und kleinen Impulsen nachgewiesen. Im zweiten Teil, dem SAS², werden Teilchen mit kleinen Streuwinkeln und großen Impulsen rekonstruiert.

Für die Strahlzeit 2006 wurden viele Teile des Spektrometers modernisiert und verbessert. Die wichtigsten drei Neuerungen sind der größere Targetmagnet, der die Winkelakzeptanz von 70 mrad auf 180 mrad vergrößert. Desweiteren wurde die RICH³-Auslese modernisiert. Die Cherenkov-Photonen in Strahlnähe, werden nun mit schnellen Multi-Anoden-Photomultiplier nachgewiesen⁴. Die Signale werden mit einem MAD4-Chip diskriminiert und mit TDC gemessen [21]. Der äußere Teil wird weiterhin mit MWPC-Driftkammern abgedeckt. Die Auslese dieser Kammern wurde durch eine schnellere ADC-Auslese ebenfalls modernisiert [22]. Die erste Stufe des Spektrometers hat nun auch ein elektromagnetisches Kalorimeter erhalten (ECAL1), mit dem Photonen nachgewiesen werden. Somit sind nun auch die D^0 -Zerfälle mit einem neutralen Pion ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, BR 99 %) im Endzustand für die Open-Charm Analyse von $\Delta G/G$ zugänglich ($D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$).

Über das gesamte Spektrometer verteilt kommen, je nach Anforderung an die Rate, an die Ortsauflösung, oder an den abgedeckten Raumwinkel, verschiedene Detektortypen

¹LAS = **L**arge **A**ngle **S**pectrometer

²SAS = **S**mall **A**ngle **S**pectrometer

³RICH = **R**ing **I**maging **C**herenkov

⁴Gerade in Strahlnähe wird von den Halo-Myonen ein massiver unkorrelierter Untergrund erzeugt. Um diesen zu unterdrücken wird die schnelle Auslese-Elektronik benötigt.

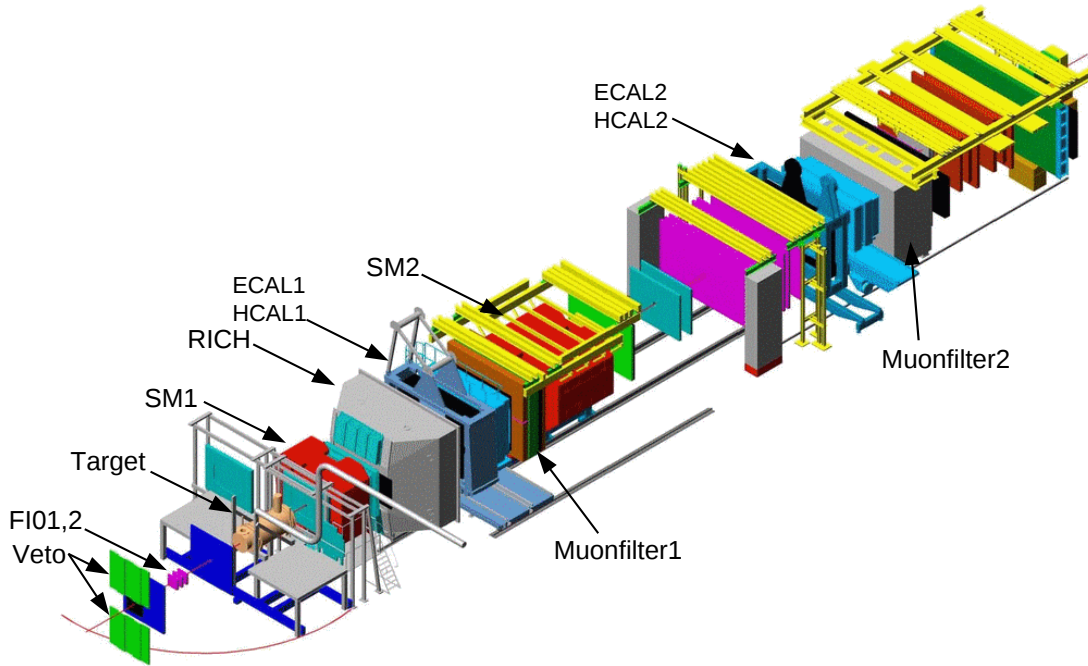


Abbildung 3.1: Schematisches Bild des 60 m langen COMPASS-Spektrometers. Es besteht aus zwei Stufen (zwei Dipolablenkmagnete) und zeichnet sich durch eine große Winkelauflösung, sowie durch eine exzellente Teilchenidentifikation aus. Das Feststofftarget lässt sich wahlweise longitudinal oder transversal zum Strahl polarisieren (Quelle: [20]).

zur Spurrekonstruktion zum Einsatz. Diese lassen sich in drei Kategorien einteilen. Für das Tracking der Strahlteilchen werden szintillierende Fasern und Silizium-Detektoren verwendet. Diese zeichnen sich durch eine große maximale Rate pro Kanal und durch eine gute Zeit- bzw. Ortsauflösung aus. Für die Rekonstruktion von Spuren mit kleinen Streuwinkeln kommen Mikromegas- und GEM-Detektoren zum Einsatz, welche eine exzellente Ortsauflösung besitzen. Teilchenspuren mit großen Streuwinkeln werden mit STRAW-Detektoren, MWPC-Detektoren und Driftkammern rekonstruiert, diese decken eine große Fläche ab und besitzen eine gröbere Granularität.

Im ersten Teil des Spektrometers, dem LAS, werden Hadronen nachgewiesen, die einen Streuwinkel von bis zu 180 mrad besitzen. Der hierfür verwendete Spektrometer-Magnet (SM1) zeichnet sich durch eine große Öffnung und einem Feldintegral von 1 Tm aus. Herzstück dieser Stufe ist ein RICH-Detektor zur Identifikation geladener Hadronen⁵ mit Impulsen von 1 GeV/c bis 55 GeV/c. Diese erste Stufe wird von einem Myonenfilter abgeschlossen. Davor befinden sich ein elektromagnetisches- und ein hadronisches Kalorimeter (ECAL1 bzw. HCAL1). Diese drei Elemente besitzen eine Aussparung, so dass die höherenergetischen Teilchen, mit kleineren Streuwinkeln in den zweiten Teil des Spektrometers gelangen. Der Spektrometer-Magnet der zweiten Stufe (SM2) besitzt ein Feldintegral von 4,4 Tm. Auch diese Stufe besitzt zur Teilchenidentifikation

⁵Pionen, Kaonen und Protonen

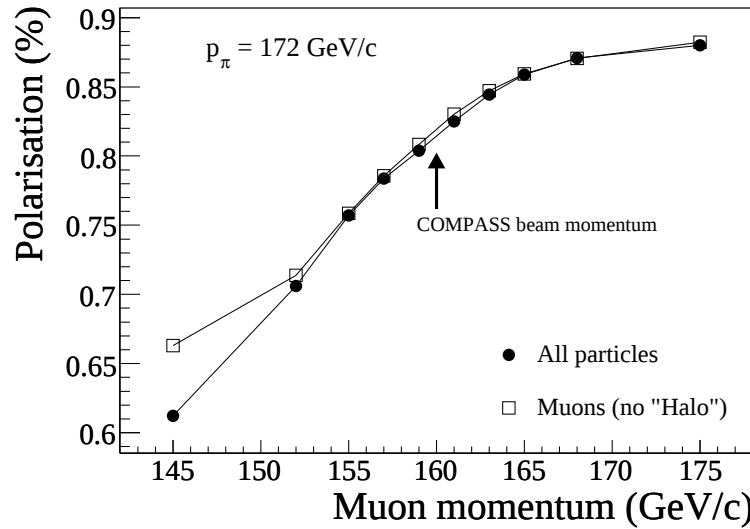


Abbildung 3.2: Eigenschaften des Myonenstrahls bei COMPASS. Abhängigkeit des ‘natürlichen’ Polarisationsgrades vom Myonenimpuls, ausgehend von einem anfänglichen Hadronenimpuls von 172 GeV/c (Quelle: [20]).

ein elektromagnetisches- und ein hadronisches-Kalorimeter (ECAL2 bzw. HCAL2), sowie die Triggerhodoskope.

3.2 Strahlproduktion und Strahlführung

Der Myonenstrahl des Experiments wird mit dem Protonenstrahl des Super-Proton-Synchrotron (SPS) erzeugt. In jedem Zyklus (Spill) werden in dem 7 km langen Speicherring $1,2 \cdot 10^{13}$ Protonen auf 400 GeV beschleunigt und anschließend auf ein 500 mm langes Berylliumtarget geschossen. Ein kompletter Zyklus beträgt 16,8 s. Die Extraktion der Protonen pro Zyklus dauert 4,8 s an. Im Berylliumtarget entstehen hauptsächlich positive Pionen und mit einer geringen Beimischung von 9,9 % auch Kaonen [23]. Diese werden impulsselektiert und durch einen 600 m langen Tunnel geschickt. Dort zerfallen sie teilweise über den schwachen Zerfall in ein positives Myon und ein Myon-Neutrino. Die entstehenden Myonen werden fokussiert und die noch nicht zerfallenen Hadronen werden in einem Berylliumabsorber gestoppt. Der so gereinigte Myonenstrahl wird nochmals impulsselektiert und über eine 800 m lange Strahlführung dem Experiment zugeführt. Aufgrund der Paritäts-Verletzung des schwachen Zerfalls des Pions bzw. Kaons ist der Myonenstrahl in natürlicher Weise polarisiert. Der Polarisationsgrad ist von dem Verhältnis der Impulse vom ursprünglichen Pion und dem entstehenden Myon abhängig. Die Abhängigkeit ist für den Fall eines ursprünglichen Pion-Impulses von 172 GeV/c in Abb. 3.2 dargestellt. Bei einem Myonen-Impuls von 160 GeV/c beträgt der Polarisationsgrad $80\% \pm 4\%$. Durch eine Selektion von höherenergetischen Myonen könnten noch größere Polarisationsgrade erhalten werden. Dies ist allerdings mit einer Abnahme der Anzahl der Myonen pro Spill verbunden. Mit diesen Parame-

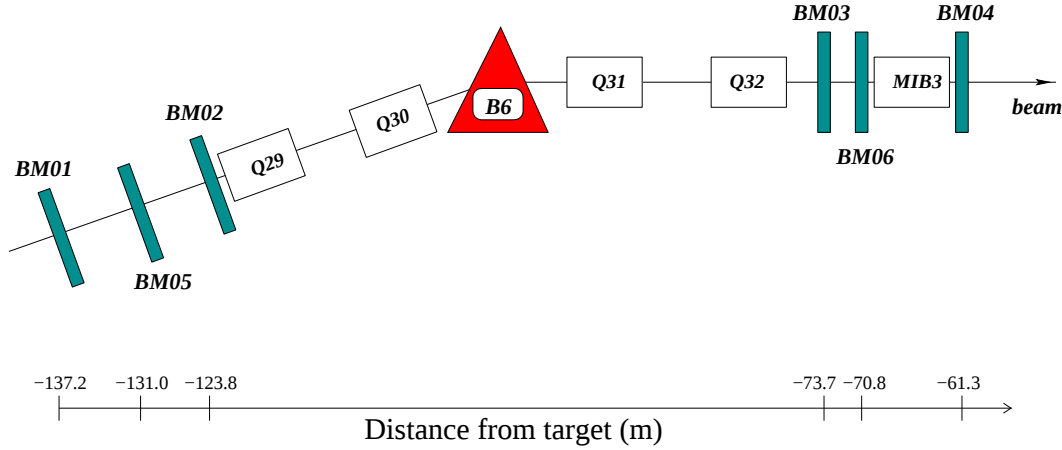


Abbildung 3.3: Aufbau der Station zur Impulsmessung (BMS). Es sind jeweils drei Ebenen von Hodoskopen (BM01 - BM06) vor und hinter den drei Dipolmagneten (B6) positioniert. Q29 bis Q32 sind Quadrupol-Magnete zur Fokussierung des Strahls (Quelle: [20]).

tern enthält der Strahl etwa $2 \cdot 10^8$ Myonen pro Spill und ist der optimale Kompromiss zwischen Impuls, Polarisationsgrad und Intensität des Strahls.

Da der Beschleuniger unterirdisch und die COMPASS-Halle überirdisch liegt, muss der Strahl vertikal über mehrere Anordnungen von Dipolmagneten nach oben und anschließend wieder in die Horizontale abgelenkt werden. An der vorletzten Anordnung findet gleichzeitig eine individuelle Impulsmessung jedes Strahlteilchens statt. Diese Messung ist sehr wichtig, da der Impuls der Strahlteilchen untereinander bis zu 5 % variiert. In Abb. 3.3 ist der Aufbau der Station zur Messung des Impulses schematisch dargestellt (BMS = **B**eam **M**omentum **S**tation). Sie besteht aus jeweils drei Hodoskopen, die vor und hinter dem Umlenkmagneten (B6) positioniert sind. Mit ihnen werden die Spuren der Teilchen vor und nach der Umlenkung rekonstruiert⁶. Mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen können diese Tracks einander zugewiesen werden und aus dem somit bekannten Biege-Radius kann schließlich der Impuls berechnet werden [24].

3.3 Die szintillierenden Faserhodoskope

Für die Spurrekonstruktion der Strahlteilchen vor dem Target und der unter sehr kleinen Winkeln gestreuten Myonen hinter dem Target werden ratenfeste Detektoren benötigt, die eine exzellente Zeit- und eine gute Ortsauflösung besitzen. Denn bei Raten von bis zu 1,3 MHz pro Kanal können Spuren nur noch zuverlässig über eine korrelierte Zeit- und Ortsinformation rekonstruiert werden.

Nur Szintillationsdetektoren erfüllen diese hohen Anforderungen. Die szintillierenden Fasern bestehen aus einem szintillierenden Kern (Core) der von einer äußeren Schicht

⁶Für die Rekonstruktion der Spur hinter dem Umlenkmagneten werden auch die Informationen der Tracking-Detektoren vor dem Target benutzt.

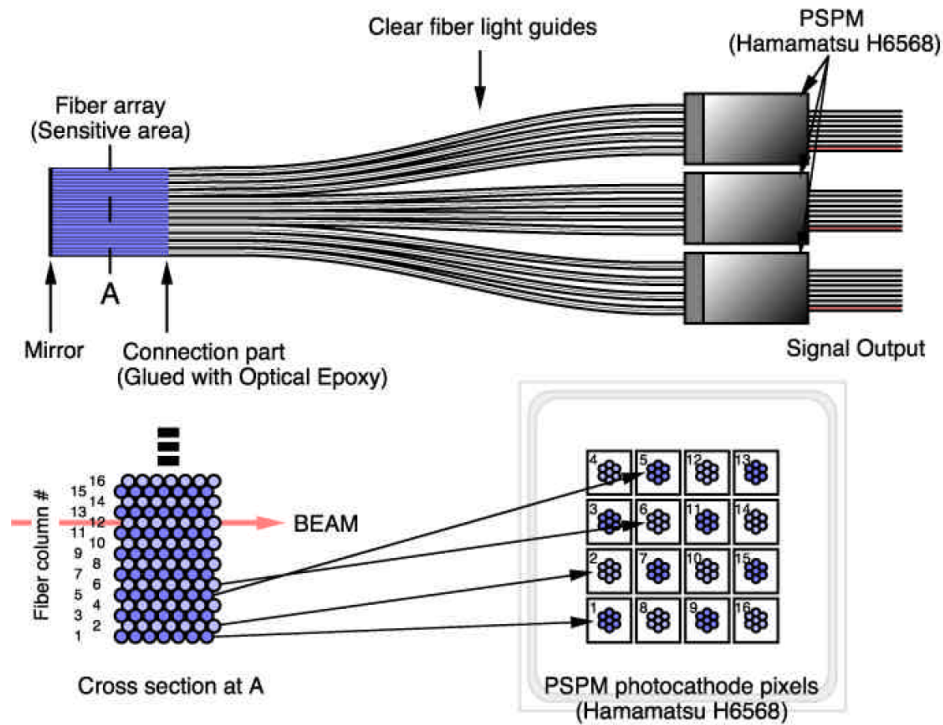


Abbildung 3.4: Schematisches Bild zum Aufbau der szintillierenden Faserhodoskope. Zur Erreichung der erforderlichen Lichtmenge besteht ein Kanal aus mehreren szintillierenden Fasern, die in Strahlrichtung hintereinander angeordnet sind. Das Licht wird über Lichtleiter auf die Pixel der Photomultiplier geleitet (Quelle: [25]).

(Cladding) umgeben ist. Das Cladding besteht aus ein oder zwei Schichten mit abgestuften Brechungsindizes und dient dazu, das Szintillations-Licht durch Totalreflexion an der Grenzschicht in der Faser zu transportieren. In Abb. 3.4 ist der schematische Aufbau eines szintillierenden Faserhodoskops dargestellt. Das Licht wird über Lichtleiter zu den Photomultiplier (PM) transportiert. Jeder PM besitzt 16 Kanäle. Eine gute Ortsauflösung wird durch Fasern erzielt, die einen kleinen Durchmesser besitzen. Die Zeitauflösung hingegen ist im wesentlichen von der an der Kathode des PM ausgelösten Anzahl an Photoelektronen abhängig. Sie ist deshalb von der Lichtmenge, die beim Durchflug eines Teilchens entsteht und somit von der Menge des durchquerten Szintillatormaterials abhängig. Um sowohl eine gute Orts- und Zeitauflösung zu erzielen werden deshalb mehrere Fasern hintereinander angeordnet, die dann gebündelt auf einen Kanal des PM gegeben werden.

Bei COMPASS werden 9 szintillierende Faserhodoskope eingesetzt. Jedes besteht aus mindestens zwei senkrecht zueinander stehenden Ebenen. Drei der 9 Hodoskope besitzen noch eine weitere um 45 Grad gedrehte Ebene. Es befinden sich jeweils zwei Paare von Hodoskopen vor und hinter dem Target (FI01, FI02, FI03 und FI04). Die restlichen fünf Hodoskope befinden sich in der ersten Stufe (FI05, FI05 und FI06) bzw. in der zweiten Stufe des Spektrometers (FI07 und FI08). Die Spezifikationen der 9 Detektoren sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Tabelle 3.1: Spezifikationen der 9 szintillierenden Faserhodoskope. In der zweiten Spalte sind die Projektionen der Ebenen angegeben. Die U- und V-Ebenen sind um 45 bzw -45 Grad gedreht. In den folgenden Spalten ist die Anzahl der Fasern pro Kanal, die aktive Fläche des Detektors, der Faserdurchmesser, der Faserabstand und die Anzahl der Kanäle angegeben

Num.	Projektionen	# Fasern pro Kanal	aktive Fläche (cm ²)	Faser $\varnothing$ (mm)	Abstand (mm)	# Kanäle
1, 2	X, Y	7	3,9 ² , 3,9 ²	0,5	0,40	96, 96
3, 4	X, Y, U	7	5,3 ² , 5,3 ² , 5,3 ²	0,5	0,40	128, 128, 128
5	X, Y	6	8,4 ² , 8,4 ²	0,75	0,52	160, 180
55	U, V	4	6,7x12,3, 6,7x12,3	1,0	0,70	96, 96
6	X, Y, U	4	10,0 ² , 10,0 ² , 12,3 ²	1,0	0,70	143, 143, 176
7	X, Y	4	10,0 ² , 10,0 ²	1,0	0,70	143, 143
8	X, Y	4	12,3 ² , 12,3 ²	1,0	0,70	176, 176

Die zwei vor dem Target platzierten Hodoskope FI01 und FI02 dienen zur Rekonstruktion der Strahl-Myonen⁷. Mit Hilfe der Beam Momentum Station (BMS) werden den Spuren individuell Impulse zugeordnet. Außerdem bilden diese beiden Ebenen den sogenannten ‘Beam’-Trigger. Hierzu wird eine Eigenschaft der Photomultiplier benutzt. Dieser besitzt einen analogen Ausgang, der die letzten Dynoden aller 16 Kanäle zusammenfasst. Eine Logik aus diesen sechs Kanälen pro Ebene bildet den ‘Beam’-Trigger. Mit diesen Signalen wird auch die Lebenszeit der Datennahme bestimmt (s. Kap. 3.9).

3.4 Das Triggersystem

Das Triggersystem spielt beim COMPASS-Experiment eine zentrale Rolle. Aufgrund der hohen Luminosität und der daraus resultierenden großen Ereignisraten ist es unmöglich und auch unnötig alle Daten auszulesen und abzuspeichern. Es ist deshalb wichtig, möglichst früh nur die physikalisch interessanten Ereignisse zu selektieren und alle anderen zu verwerfen. Da erst im Nachhinein festgestellt werden kann, ob ein Ereignis interessant ist, müssen die Detektorinformationen solange auf der Front-End-Elektronik zwischengespeichert werden, bis die Triggerlogik das Event klassifiziert hat und die Auslese startet.

Das Myonen-Programm des COMPASS-Experiments ist eine semi-inklusive Messung, bei der das gestreute Myon und Teile der hadronischen Reaktionsprodukte nachgewiesen werden. Für die Selektion physikalischer Ereignisse gibt es verschiedene Triggersysteme. Zwei inklusive Trigger (‘middle’ und ‘outer’), die lediglich das im Target gestreute Myon

⁷In Kombination mit drei Silizium-Detektoren.

nachweisen und zwei semi-inklusive Trigger ('inner' und 'ladder'), die die Detektorauslese im Falle eines im Target gestreuten Myons und einer Mindestenergie-Deposition in einem der hadronischen Kalorimeter startet. In Abb. 3.5 ist die Anordnung der wesentlichen Elemente der Triggerlogik abgebildet. Jeder 'Myonen'-Trigger besteht aus zwei szintillierenden Faserhodoskopen. Diese sind jeweils vor und hinter einem Myonenfilter positioniert. So wird sichergestellt, dass ein zeitlich korrelierter Hit in beiden Ebenen zu einem gestreuten Myon gehört. Durch eine Orts- und Zeitkoinzidenzmessung wird schon auf Hardware-Ebene entschieden, ob das detektierte Myon im Target gestreut wurde, oder ob es aus dem Halo des Strahls stammt. In Abb. 3.6 ist das Konzept eines Energieverlust-Triggers in der XZ-Ebene (Biege-Ebene der beiden Spektrometer-Magnete) dargestellt ('inner'- und 'ladder'-Trigger). Gestreute Myonen werden in den Magnetfeldern der beiden Spektrometer-Magneten aufgrund ihres Energieverlustes stärker als ungestreute Myonen abgelenkt und lösen somit einen Hit im aktiven Bereich der Koinzidenzmatrix aus. Ungestreute Myonen hingegen werden schwächer abgelenkt und werden ignoriert. Mit diesem Konzept können somit Ereignisse mit quasi reellen Photonen getriggert werden ($0,002 (\text{GeV}/c)^2 \leq Q^2 \leq 1 (\text{GeV}/c)^2$). In der YZ-Ebene sind die Triggerhodoskope geometrisch so angeordnet, dass aus dem korrelierten Trefferbild in den beiden Ebenen extrapoliert werden kann, ob die Spur aus dem Target stammt oder nicht ('middle'- und 'outer'-Trigger) [10].

3.4.1 Das Veto-Triggersystem

Der große Anteil an Halo-Myonen führt allerdings zu häufigen Fehltriggern. Aus diesem Grund ist ein Veto-Triggersystem vor dem Target installiert, welches Halo-Myonen detektiert und für diese Zeit die Auslöse von Triggern verbietet. So wird die Anzahl an physikalisch uninteressanten Events weiter reduziert. Das Veto besteht aus drei Hodoskop Ebenen, die vor dem Target aufgebaut sind [26]. In Abb. 3.7 ist die geometrische Anordnung der zwei sich am nächsten zum Target befindlichen Ebenen Veto₁ und Veto₂ gezeigt. Die Ebenen haben in ihrer Mitte eine Aussparung für den Strahl und wurden so angeordnet, dass möglichst viele der divergenten Strahlteilchen, die reguläre Trigger auslösen können, aber nicht durchs Target gehen, detektiert werden. Mit diesen zwei Ebenen ist es allerdings nur möglich, Teilchen, deren Spuren einen Winkel größer als 8 mrad haben, effizient zu unterdrücken. Der 'middle'-Trigger hingegen hat eine Akzeptanz von größer gleich 4 mrad. Da aus Platzgründen der Abstand zwischen den beiden Ebenen nicht größer gemacht werden kann und die minimale Größe der Aussparung durch den Durchmesser des Targets begrenzt ist, ist noch eine dritte Veto-Ebene V_{bl} 20 Meter vor dem Target platziert. Mit dieser zusätzlichen Ebene werden weitere Events, die durch Halo-Myonen im 'middle'-Trigger verursacht würden, unterdrückt. Aus diesen drei Ebenen werden durch Kombinationen, wie in der Tabelle in Abb. 3.7 unten zu sehen zwei Vetos, V_{tot} und V' gebildet. Das Veto V_{tot} wird auf die beiden inklusiven Trigger ('middle' und 'outer') und V' wird als Veto auf den semi-inklusive 'ladder'-Trigger gegeben. Der semi-inklusive 'inner'-Trigger wird ohne Veto betrieben.

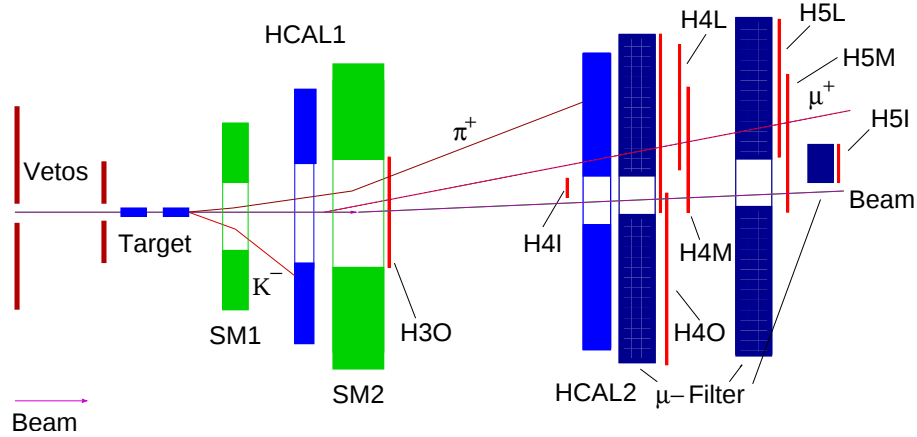


Abbildung 3.5: Schematisches Bild zur Anordnung der Triggerhodoskope. Jeder Trigger besteht aus zwei szintillierenden Faserhodoskopen getrennt durch einen Myonenfilter. So wird sichergestellt, dass ausschließlich Myonen die Triggerbedingung erfüllen. Die beiden hadronischen Kalorimeter komplettieren die semi-inklusiven Trigger (Quelle: [20]).

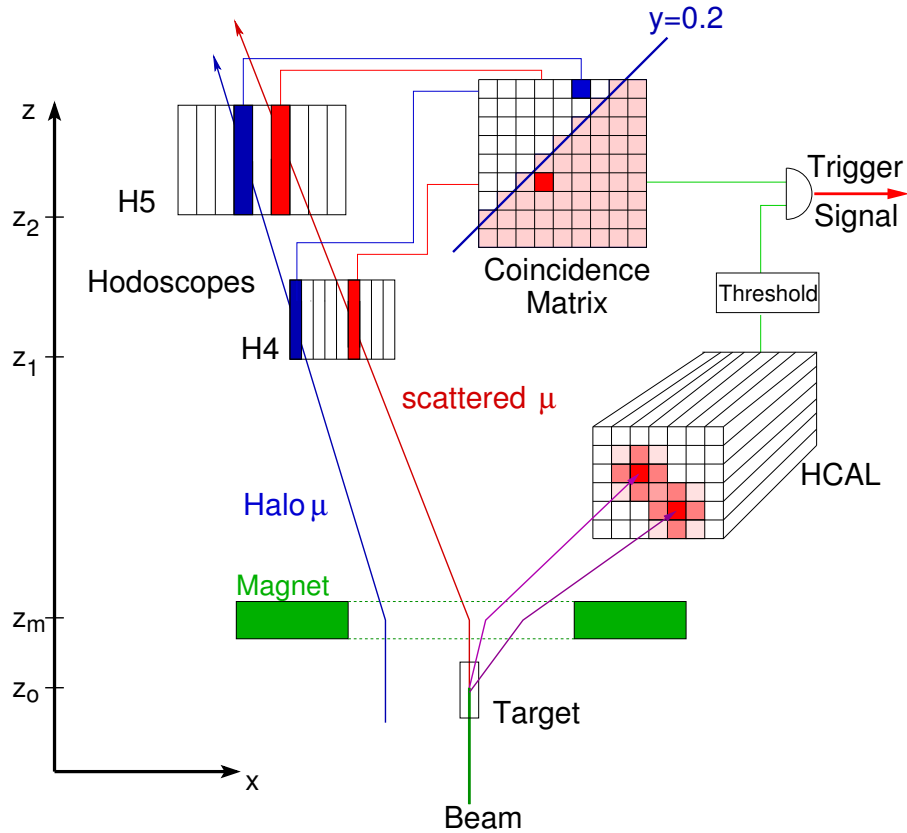
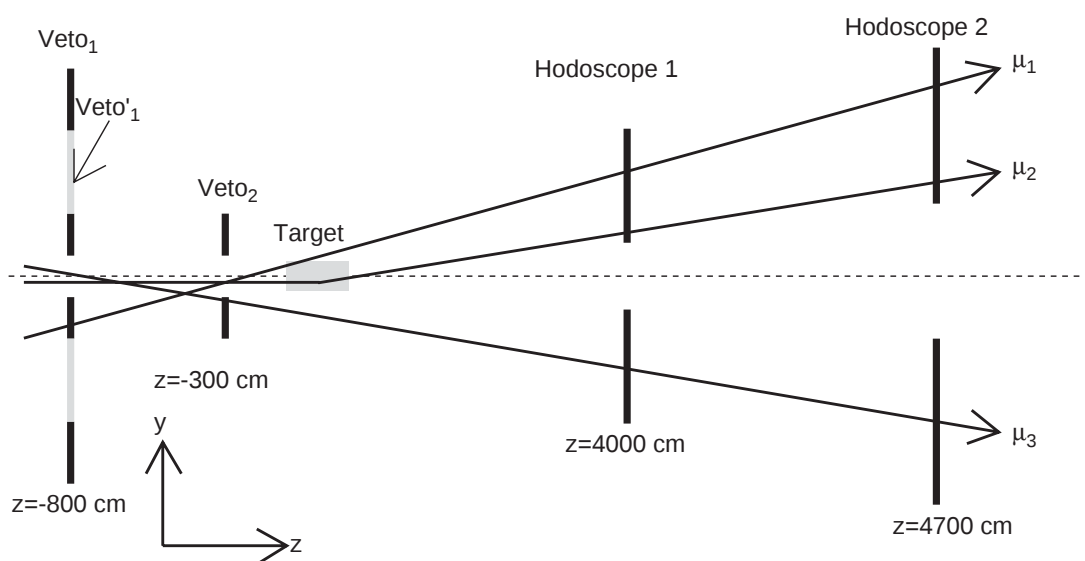


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des Energieverlust-Triggers. Myonen, deren Hits im aktiven Bereich der Koinzidenzmatrix liegen (im eingefärbten Bereich), stammen aus dem Target und lösen einen Trigger aus. Höherenergetische Halo-Myonen hingegen liegen im nicht aktiven Bereich und werden ignoriert. Bei den semi-inklusiven Triggern wird zusätzlich eine Energiedeposition im hadronischen Kalorimeter gefordert (Quelle: [20]).



	Dimensions/ cm	z-pos./ cm	no. of elements	dead time/ %	Rate/ MHz
single Hodoscopes					
Veto ₁	250×320, ○ 4	-800	34	16	8.2
Veto' ₁	250×120, □ 30×30	-800	24	1.7	4
Veto ₂	30×30, ○ 4	-300	4	5.9	9
V _{bl}	50×50, □ 10×10	-2000	4	1.9	4
combinations					
$V' = \text{Veto}'_1 + V_{bl}$				6	2.9
$V_{tot} = \text{Veto}_1 + \text{Veto}_2 + V_{bl}$				21	14.7

Abbildung 3.7: Schematisches Bild des Veto-Trigger-Systems. In der Tabelle ist unter anderem angegeben, aus welchen Hodoskop-Ebenen die beiden Vetos V_{tot} und V' gebildet werden (Quelle: [26]).

3.5 Das COMPASS-Auslesesystem

Das Konzept der Auslese des Spektrometers (DAQ = **D**ata **A**quisition) musste aufgrund der großen Anzahl an Detektorkanälen und der hohen Triggerraten von bis zu 100 kHz, speziell für das COMPASS-Experiment entwickelt werden. Das Konzept ist schematisch in Abb. 3.8 dargestellt. Das Zentrale Modul in der Auslese ist das CATCH⁸. Es ist die Schnittstelle zwischen dem Triggerverteiler-System (TCS = **T**rigg**e**r **C**ontrol **S**ystem), der Front-End Elektronik, die die Signale direkt an den Detektoren digitalisiert und der Einheit zum Zwischenspeichern der Daten. Die Kommunikation zwischen dem CATCH und diesen drei Komponenten geschieht jeweils über spezielle Schnittstellen, die als Aufsteckkarten für das CATCH implementiert wurden. So können problemlos Teile des Auslese-Systems durch leistungsfähigere Komponenten ersetzt werden. Durch den parallelen Aufbau der Auslese ist es desweiteren einfach, weitere Detektoren in die Datennahme mit aufzunehmen. Der Datenfluss von den Detektoren bis zu den Event-Buildern ist vor und hinter den jeweiligen Schnittstellen durch FIFO⁹ vollständig entkoppelt.

3.6 Das Trigger-Kontroll-System

Das Trigger-Kontroll-System (TCS) verteilt die Trigger, einen präzisen Referenztakt (38,88 MHz) und ein Synchronisations-Signal für die Zeitmessung, an das gesamte Experiment. Jeder Trigger wird zur eindeutigen Identifikation mit einer Spillnummer, einer Eventnummer und einem Eventtyp kodiert. So ist es möglich, die zu einem Ereignis (Trigger) gehörenden Daten der Detektoren eindeutig zusammenzufügen. Die Signale werden vom TCS über ein optisches Netzwerk an die TCS-RECEIVER verteilt. Diese Empfängerkarten dekodieren die Informationen und bilden, dem modularen Aufbau entsprechend, die Schnittstelle zum CATCH [27].

Die Abfolge der Signale ist auf den 16,8 s langen SPS-Zyklus angepasst. In Abb. 3.9 ist deren zeitliche Abfolge dargestellt. Ein Spill endet und beginnt mit dem SPS-Warnsignal, welches eine Teilchenextraktion 1 Sekunde früher ankündigt. Das TCS generiert dann einen künstlichen Trigger, welches das letzte Event des aktuellen Spills markiert und verschickt ein Reset, welches alle Daten-Puffer auf dem CATCH löscht. Der neue Spill wird mit einem Begin of Spill (BoS) Signal eingeleitet. Mit diesem Signal werden alle Zeitmesseinheiten synchron resertiert, die Spillnummer um eins erhöht und die Eventnummer auf Null zurückgesetzt. Nach einer Pause von 200 ms wird ein künstlicher Trigger generiert, der den Beginn der physikalischen Trigger markiert. Dieses Event wird etwa 600 ms vor dem Eintreffen des Myonenstrahls bei COMPASS generiert. Das Ende der Extraktion wird vom SPS mit dem End of Spill (EoS) Signal bestätigt und wird in den Daten mit einem künstlich generierten Trigger markiert. In der folgenden Zeit bis zur nächsten SPS-Warnung werden künstliche Trigger für die Kalibration und auch zum Testen einiger Detektoren versendet.

⁸CATCH = **C**ompass **A**ccumulate **T**ransfer and **C**ontrol **H**ardware

⁹FIFO = **F**irst **I**n **F**irst **O**ut. Ein Datenspeicher, bei dem die Reihenfolge der gespeicherten Daten beim Auslesen eingehalten wird.

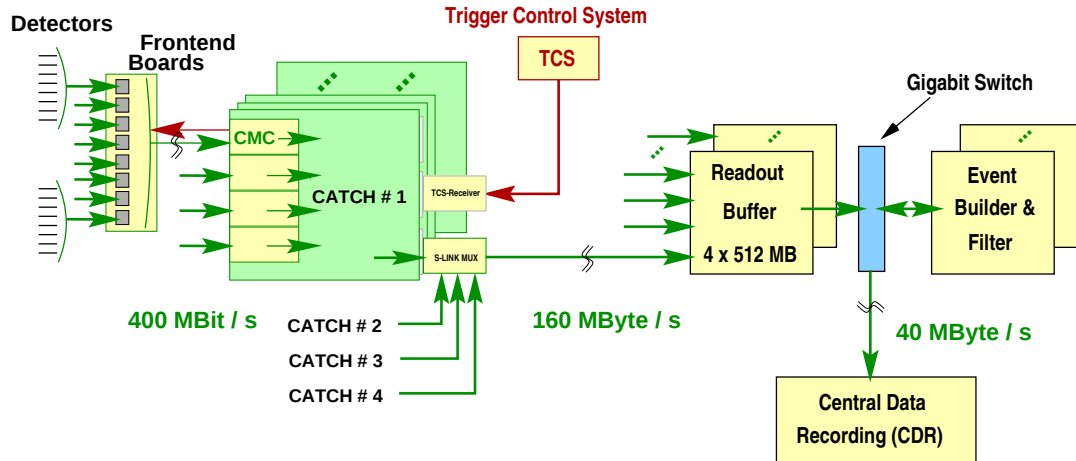


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau der Steuerung und der Auslese des COMPASS-Spektrometers (DAQ) (Quelle: [28]).

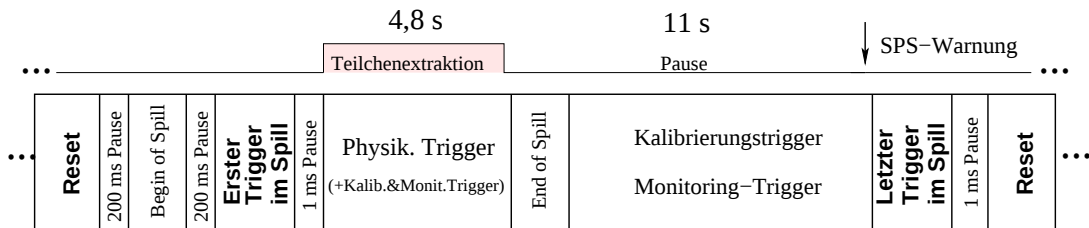


Abbildung 3.9: Die zeitliche Abfolge der Signale, die vom TCS verteilt werden. Die Spill Struktur ist an den SPS-Zyklus angepasst und beginnt mit der SPS-Warnung, die eine neue Teilchenextraktion ankündigt. (Quelle: [28]).

Das TCS generiert zudem eine Totzeit, in dem es ein Veto (DAQ-BUSY) auf die Triggerlogik legt. Diese Totzeit wird benötigt, da ein Teil der Ausleseelektronik nur einen begrenzten Speicher zum Zwischenspeichern der Daten besitzt. Um zu gewährleisten, dass zu keiner Zeit Daten verloren gehen wird nach jedem verschickten Trigger ein ‘DAQ-BUSY’ von $5\mu s$ generiert. Außerdem werden in einem Zeitintervall von $75\mu s$ maximal drei Trigger akzeptiert und in einem Zeitintervall von $250\mu s$ dürfen nicht mehr als 10 Trigger generiert werden¹⁰.

3.7 Digitalisierung der Daten

Die Analogsignale der Detektoren werden direkt am Detektor auf den sogenannten Front-End-Karten digitalisiert, zwischengespeichert und trigger-selektiv ausgelesen. Es

¹⁰Zur Zeit werden Anstrengungen betrieben diese Zeitintervalle für die kommende Strahlzeit 2007 zu verkleinern.

gibt zwei Arten der Digitalisierung: Zum einen die TDC¹¹, die der steigenden und/oder optional der fallenden Flanke des diskriminierten Signals eine Zeit zuordnen. Und zum anderen ADC¹², die die Amplitude des Analog-Signals abtasten und digitalisieren. Auf den Front-End-Karten können bis zu 256 Kanäle digitalisiert werden. Die Daten werden seriell mit dem Hotlink-Protokoll an das CATCH gesendet. Die Schnittstelle zwischen Front-End Elektronik und CATCH befindet sich auf Adapterkarten, den CMC¹³. Diese dekodieren den Datenstrom und leiten ihn auf einem 32 Bit-Bus an das CATCH weiter.

Bei Detektoren mit einer geringen Anzahl an Kanälen (z.B. szintillierende Faserhodoskope) werden die Signale am Detektor lediglich diskriminiert und zu 32 Kanälen gebündelt differentiell in ‘twisted-pair’¹⁴ Kabeln auf TDC-CMC oder SCALER-CMC gegeben [31, 32].

3.8 Das CATCH-Modul

Das CATCH-Modul ist die zentrale Schnittstelle in der Steuerung und der Auslese des Experiments. Es wurde mit frei programmierbaren Logikbausteinen implementiert und wird in einem 9U-VME-Crate betrieben [28, 32]. Das Crate liefert die Versorgungsspannung und bildet eine Schnittstelle zu einem Linux VME-Rechner. Über diese Schnittstelle werden die CATCH-Module und die angeschlossene Front-End Elektronik konfiguriert. Auf dem CATCH-Modul laufen die Daten von bis zu 16 Front-End-Karten zusammen. Sie werden nach den Ereignisnummern sortiert, auf Fehler geprüft und über eine SLINK-Schnittstelle via Glasfaser an Zwischenspeicher-Karten (Spill-Puffer) gesendet¹⁵. Auch die SLINK-Schnittstelle ist dem Konzept entsprechend eine Aufsteckplatine, diese steckt auf dem P3-Stecker auf der Rückwand des VME-Crates. Die Zwischenspeicher-Karten sind PCI-Karten und werden in handelsüblichen PC betrieben (ROB = **R**ead **O**ut **B**uffer). Jeder Spill-Puffer hat einen Speicher von bis zu 512 MB RAM, der analog zu einem FIFO betrieben wird. Mit ihnen werden die auf den SLINK-Verbindungen auftretenden hohen Datenraten von bis zu 150 MByte/Spill gepuffert. Diese Rechner sind über ein GigaBit-Switch mit weiteren Rechnern (Event-Builder) verbunden, welche alle zu einem Ereignis gehörenden Daten zusammensetzen und auf Festplatte zwischenspeichern. Schlussendlich werden die Daten über Glasfaser in das CERN-Rechenzentrum geschickt und auf Magnetbändern abgespeichert.

¹¹TDC = **T**ime to **D**igital **C**onverter. Im gesamten Experiment wird der $\mathcal{F}1$ -TDC eingesetzt. Dieser wurde speziell für COMPASS von der Freiburger Arbeitsgruppe in enger Zusammenarbeit mit der Firma ACAM-Messelektronik entwickelt [29, 30].

¹²ADC = **A**nalog to **D**igital **C**onverter

¹³**C**ommon **M**ezzanine **C**ard. Das CATCH kann bis zu vier dieser Karten aufnehmen.

¹⁴die zwei zum differentiellen Signal gehörenden Adern sind verdreht. Damit wird bewerkstelligt, dass äußere Störungen, wie z.B. Magnetfelder auf beide Kabel gleich einwirken. Da in beiden Adern der selbe Strom, aber in entgegengesetzte Richtungen fließt, hebt sich die Störung beim Bilden der Differenz wieder auf.

¹⁵Die Daten können auch über die VME-Schnittstelle ausgelesen werden. Diese Schnittstelle ist allerdings wesentlich langsamer.

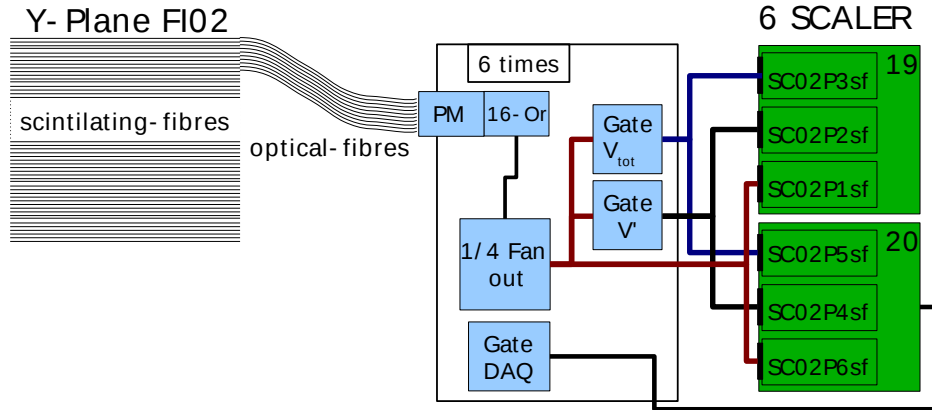


Abbildung 3.10: Schematische Zeichnung zur Bestimmung der vom Veto-Triggersystem und vom TCS generierten Totzeit. Es werden jeweils 16 Kanäle der Y-Ebene der FI02 über ein *Oder* im PM zusammengefasst. Die so erhaltenen sechs Signale, werden in Fan-Out-Modulen vervielfältigt und sowohl gegated, als auch ungegated gezählt.

3.9 Die Totzeit der Datenauslese

Wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, besitzt das Experiment eine geringe Totzeit. Diese wird zum einen, zur Vorbeugung von Fehltriggern, von den Veto-Hodoskopen generiert und zum anderen, zur Gewährleistung der fehlerfreien Auslese des Spektrometers, vom TCS generiert. Diese Totzeit ist ein wichtiger Faktor bei der Berechnung des absoluten Myonenflusses. Die Bestimmung der Lebenszeit der beiden Vetos, der DAQ und der gesamten Datennahme basiert auf der Messung der Rate der Strahlteilchen in der Y-Ebene der FI02 und wird im folgenden ausführlicher besprochen.

Denn für die Bestimmung der Totzeit reicht es nicht aus, die Zeit zu messen, die das jeweilige Veto-Signal anlag. Falls in der Zeit, in der das Veto anliegt keine weiteren Myonen durch das Spektrometer fliegen, trägt diese Veto-Zeit auch nicht zur Totzeit der Datennahme bei. Deshalb muss die Messung der Veto-Zeit mit der Rate der Strahlteilchen gewichtet werden. Dies geschieht, indem der Fluss der Strahlteilchen durch die Y-Ebene der FI02 einmal absolut und einmal ‘gegated’¹⁶ mit dem jeweiligen Veto-Signal gemessen wird. Das Verhältnis aus der gegateten Zählrate mit der ungegateten Zählrate ist gerade die Lebenszeit dieses Veto-Signals.

Die Messung der drei verschiedenen Totzeiten und deren Kombinationen ist in Abb. 3.10 schematisch dargestellt. Hierzu werden die analogen Ausgänge der sechs PM, die ein logisches *Oder* über die letzten Dynoden der 16 Kanäle des jeweiligen PM bilden, verwendet. Diese werden diskriminiert und einmal mit V_{tot} gegated, mit V' gegated, sowie ungegated auf sechs SCALER gegeben. Das Veto der DAQ wird global über den TCS-RECEIVER als ‘Gate’-Signal auf das CATCH gegeben und deaktiviert den SCALER für die Zeit, die das Signal anliegt [33]. In Tabelle 3.2 ist angegeben, welche Raten die sechs SCALER messen.

¹⁶D.h. die Strahlteilchen werden nur in der Zeit gezählt, in der kein Veto anliegt

Tabelle 3.2: Auflistung der Lebenszeitzähler bei COMPASS für 2006. In der linken Spalte ist der Name des SCALER angegeben. In der rechten Spalte ist angegeben, mit welchem Veto die Signale der Y-Ebene der FI02 gated sind.

SCALER	Gate
SC02P1sf	kein
SC02P2sf	V'
SC02P3sf	V_{tot}
SC02P4sf	V_{tot} & DAQ
SC02P5sf	V' & DAQ
SC02P6sf	DAQ

4. Die Entwicklung des TCS-VME-Adapters

Das bisher verfügbare Triggerkontroll-System für die Steuerung der CATCH-Module (s. Kap. 3.6) ist speziell für große Experimente ausgelegt und nicht kosteneffizient, wenn lediglich einige wenige CATCH-Module ausgelesen werden sollen. Aus diesem Grund wurde in unserer Abteilung, ein kompaktes und eigenständiges Triggerverteiler-System entwickelt, welches den kostengünstigen Einsatz der COMPASS-Auslese-Elektronik auch in kleineren Experimenten ermöglicht. Die Vorarbeit wurde mit dem Triggerverteiler-Modul schon erfolgreich geleistet [34], welches die für die Datennahme relevanten Signale differentiell bereitstellt. Der Vorteil dieses Signalstandards ist, dass diese Signale störungsunempfindlich auch über größere Entfernungen versendet werden können, da lediglich kleine, gegeneinander gerichtete, Ströme fließen. Die letzte noch fehlende Komponente war eine Empfängerkarte, die über den P2-Stecker des VME-Crates die Trigger-Signale an das CATCH weiterleitet.

Die Entwicklung und der Test dieser Platine, dem sogenannten TCS-VME-Adapter, wird im Folgenden ausführlich beschrieben.

4.1 Vorbereitung und Planung

Bei der Entwicklung der Platine mussten die vom CATCH und vom Triggerverteiler-Modul vorgegebenen Randbedingungen berücksichtigt werden. Der TCS-VME-Adapter wird, genau wie der TCS-RECEIVER, auf den P2-Stecker auf der Rückplatte des VME-Crates gesteckt. Die Größe der Platine ist somit auf 1 U, auch als Europaformat bekannt, vorgegeben.

Das Triggerverteiler-Modul stellt folgende Signale bereit [34]:

- Eine präzise PECL-Clock, die als Referenztakt für die TDC im Datennahmesystem dient.
- Ein LVPECL-Signal, welches als ‘Trigger’ verwendet werden kann.
- Ein LVPECL-Signal, welches als Synchronisierungs-Signal für die TDC verwendet werden kann (BoS).
- Ein LVPECL-Signal, welches als ‘Gate’ für die SCALER-CMC (Deaktivierung des Zählers) verwendet werden kann.
- Zwei Leitungen zur Masseverbindung.

Eine Definition der verschiedenen Signalstandards kann [35] entnommen werden. Diese Signale werden in einem 10-adrigen ‘twisted-pair’ Flachband-Kabel versendet.

Das CATCH benötigt zusätzlich zur differentiellen PECL-Clock noch eine TTL-Clock, die eine bestimmte und konstante Phasenbeziehung zur PECL-Clock aufweisen muss. Die Trigger-, Gate- und Synchronisierungs-Signale müssen als LVTTTL-Signale vorliegen. Im Prinzip sind diese Signale für das CATCH ausreichend. Es wurde aber noch ein Eingang für ein ‘Reset’-Signal auf dem TCS-VME-Adapter berücksichtigt. Mit diesem Signal können die Puffer auf dem CATCH resertiert werden. Da das CATCH dem Trigger selber eine Spill- und eine Eventnummer zuweisen kann¹ und in kleineren Experimenten spezielle ‘Markierungen’ der Ereignisse nicht benötigt werden, wurde beim TCS-VME-Adapter auf jegliche Logik verzichtet.

Die Aufgabe bestand somit darin, eine Platine zu entwickeln, die die oben besprochenen Eigenschaften besitzt. Sie muss die vom Triggerverteiler-Modul gesendeten Signale empfangen und in die für das CATCH richtigen Signalstandards konvertieren und dann an das CATCH weiterleiten. Es muß dabei besondere Sorgfalt auf die Anpassung der Impedanz [36] und die Anordnung der Signalleitungen gelegt werden, um Auslese-Fehler in der Datennahme, verursacht durch Reflexionen, zu vermeiden. Insbesondere muß die Clock Leitung möglichst unempfindlich gegenüber äußere Störungen sein, um zu gewährleisten, dass die TDC zu allen Zeiten stabil laufen.

4.2 Der Entwurf der Schaltpläne

Für die Platine wurden die folgenden Chips benötigt:

Ein LVPECL- zu LVTTTL- Konverter für das Trigger-, Gate- und BoS-Signal. Ein invertierender TTL-Treiber für das Reset-Signal² und ein PECL 1 zu 2 Verteiler, der die Clock aufteilt. Die zweite Leitung wird mit einem PECL- in TTL-Wandler in die benötigte TTL-Clock umgewandelt.

Da die Signale vom Triggerverteiler-Modul differentiell sind und z.B. das BoS eine bestimmte Phasenlage zur Clock besitzen muss, wurden sogenannte Phasentauschpads in das Design mit aufgenommen. Mit diesen Pads kann, durch wahlweises Bestücken mit 0 Ω -Widerständen die Logik geändert werden (aus ‘high’ wird ‘low’ und umgekehrt). Um das Reset-Signal auf die Platine zu geben wurden zwei parallel geschaltete LEMO-Buchsen vorgesehen, die mit 1 k Ω terminiert sind. Der Vorteil der zwei Buchsen ist, dass das Reset-Signal über die zweite Buchse sukzessiv an weitere TCS-VME-Adapter weitergeleitet werden kann und dass die Leitung am Ende der Kette dann sehr leicht mit einem externen 50 Ω Steckwiderstand terminiert werden kann³.

Durch die Verwendung von sowohl LVTTTL- als auch TTL-Chips werden auf der Platine 3,3 V und 5 V zur Spannungsversorgung benötigt. Die 3,3 V werden mit einem Spannungsteiler aus den 5 V erzeugt, die vom VME-Crate geliefert werden. Als Sicherungen

¹Diese werden im COMPASS-Experiment vom TCS vergeben.

²Die Puffer vom CATCH werden beim Übergang von ‘high’ nach ‘low’ resertiert. Das Signal muss während des Betriebs ‘high’ sein. Damit auch ohne angeschlossenem Reset gearbeitet werden kann, wurde die Logik invertiert.

³Der 1 k Ω Widerstand trägt, da er parallel dazu geschaltet ist, praktisch nichts mehr bei.

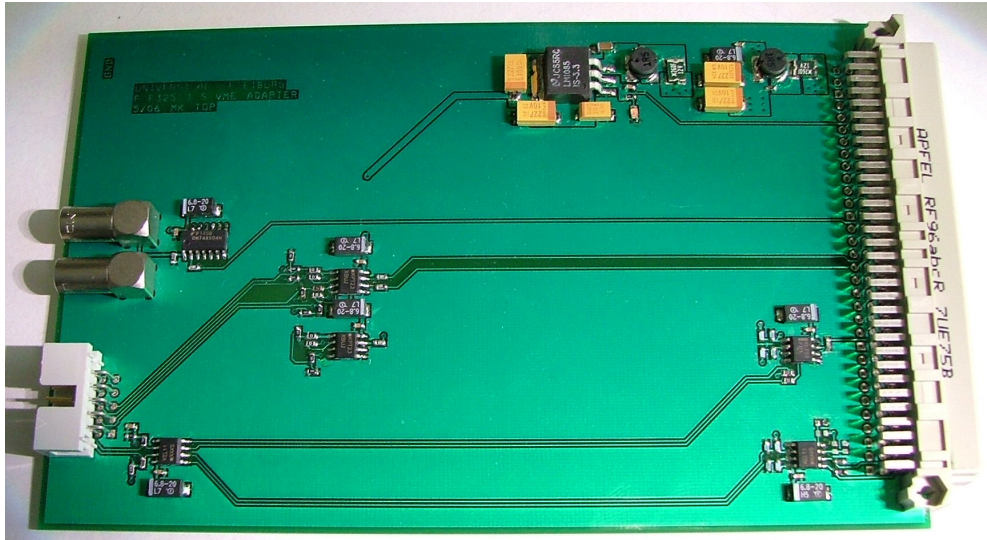


Abbildung 4.1: Die TCS-VME-Adapter Platine. Abmessungen: 100x160 mm². Layout: Herr M. Kienzler.

im 3,3 V und 5 V Stromkreis wurden sogenannte PolySwitch-Sicherungen verwendet, welche leitfähige Bauteile auf Polymerbasis sind. Diese ändern bei Erwärmung, wie z.B. bei einem Kurzschluß ihre Leitfähigkeit und werden hochohmig. Durch Abkühlen werden sie wieder leitend.

In Zusammenarbeit mit der institutsseigenen Elektronik-Werkstatt wurde das Layout der Platine entworfen. Hierbei wurde speziell darauf geachtet die Signalleitungen möglichst räumlich voneinander getrennt zu verlegen, um ein Übersprechen zwischen zwei, oder mehreren Signalen zu vermeiden. Die Platine besteht aus zwei Lagen. Eine Lage liegt auf Masse, die andere auf 5 V. Die Bauteile und Signalleitungen sind in diese Flächen eingelassen. Die Platine wurde im Haus produziert und bestückt. In Abb. 4.1 ist ein fertiger TCS-VME-Adapter abgebildet. Man erkennt im rechten oberen Teil den Spannungsteiler zur Erzeugung der 3,3 V. Die Elektrolytkondensatoren (gelbe Quader) dienen zum Filtern von Spannungsschwankungen, die vom Netzteil des VME-Crates stammen. Direkt an den Spannungsversorgungsbeinchen der Chips sind ebenfalls Elektrolytkondensatoren platziert, die als Strompuffer dienen und während den Schaltzyklen des Chips kurzfristig Ladungen bereitstellen. Am linken Rand der Platine kann man die zwei LEMO-Buchsen für das Reset-Signal erkennen. Darunter befindet sich der 10-polige Flachbandstecker, über den die Platine mit dem Triggerverteiler-Modul verbunden wird. Am rechten Rand erkennt man den 96-poligen VME-Stecker, der den Kontakt zum VME-Crate und somit zum CATCH herstellt. Über diesen Stecker erhält die Platine auch die Versorgungsspannung sowie die Erdung.

Die Schaltpläne sowie eine Auflistung der auf der Platine verwendeten Chips befindet sich im Anhang A.

4.3 Tests des TCS-VME-Adapters

Der erste Test war die standardmäßige Überprüfung der Platine auf Kurzschlüsse und schlechte Lötstellen. Danach wurde die Platine ins Crate gesteckt, mit dem Triggerlogik-Modul verbunden, und die Signalformen auf dem Oszilloskop kontrolliert. Bevor jedoch Daten mit dem TCS-VME-Adapter ausgelesen werden konnten, mussten ein paar Änderungen in der Programmierung des Triggerlogik-Moduls vorgenommen werden.

Um dies besser verstehen zu können wird nun ein kurzer Überblick über das in Freiburg aufgebaute Datennahmesystem folgen. Das darauffolgende Kapitel wird dann auf die Änderungen der Firmware des Triggerlogik-Moduls eingehen.

4.3.1 Das Freiburger Datennahmesystem

In unserer Abteilung werden wesentliche Teile der Ausleselektronik für das COMPASS-Experiment entwickelt. Deshalb ist in unserem Labor ein Datennahme System aufgebaut, wie es im Prinzip, auch am COMPASS-Experiment zum Einsatz kommt. Dieses wurde in Kap. 3.5 besprochen, es werden deshalb nur die Besonderheiten des Freiburger Aufbaus hervorgehoben.

In Abb. 4.2 ist schematisch der Aufbau des in Freiburg aufgebauten Datennahmesystems abgebildet, der die Triggerlogik und die Front-End Elektronik ‘simuliert’. Mit einem Rausch-Generator werden zeitlich zufällige Signale erzeugt, welche als Trigger-Signale verwendet werden. Die Spill-Struktur, die am COMPASS-Experiment vom SPS-Beschleuniger vorgegeben ist, wird vom sogenannten Triggerlogik-Modul [34] künstlich erzeugt. Hierzu wurde von einem früheren Diplomanden ein FPGA-Design implementiert [37], welches das BoS, EoS und das Trigger-Signal in der richtigen zeitlichen Abfolge an das TCS-Modul sendet (s. Abb. 3.9). Der wesentliche Punkt am Freiburger Aufbau ist, dass das Triggersignal gleichzeitig zur Erzeugung von Datensignalen benutzt wird, welche dann als LVDS-Signale⁴ auf die Front-End Elektronik gegeben werden [38]. Da die Datensignale somit korreliert zum Trigger sind ist die Datenstruktur für jedes Ereignis gleich und exakt vorherzusagen. Man erwartet in jedem Ereignis auf jedem Kanal ein Signal und die vom TDC gemessenen Zeiten müssen bis auf Laufzeitunterschiede für jeden Kanal gleich sein (abgesehen von einem Zeit-Jitter, der von der Elektronik herrührt). Durch Analyse der Datenstruktur können dann Rückschlüsse auf die Funktionalität der zu testenden Elektronik gezogen werden (s. Anh. D).

4.3.2 Änderung der Firmware des Triggerlogik-Moduls

Die Software des Triggerlogik-Moduls wurde speziell für die Ansteuerung des TCS-Moduls entwickelt. Dieses hat einen Ausgang ‘DAQ-BUSY’, der signalisiert, ob momentan Trigger akzeptiert werden (s. Kap. 3.6). Dementsprechend hat das Triggerlogik-Modul einen ‘DAQ-BUSY’ Eingang, mit dem die Trigger an- bzw. abgeschaltet werden. Beim Triggerverteiler-Modul und beim TCS-VME-Adapter gibt es keine solche ‘BUSY’ Logik. Es wurde deshalb das Trigger-Signal am Flachbandstecker (mit dem das

⁴LVDS ist ein differentieller Signalstandard, der sich durch einen geringen Leistungsverbrauch und eine gute Störsicherheit auch bei langen Kabellängen auszeichnet [36].

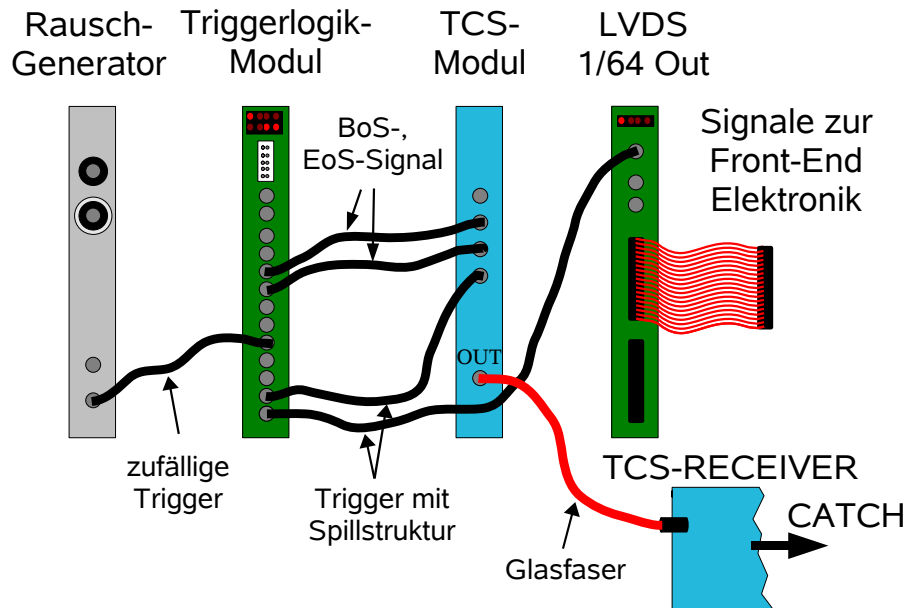


Abbildung 4.2: Schematische Zeichnung des in Freiburg aufgebauten Datennahmesystems. Der Übersicht halber sind nur die wichtigsten Signalleitungen eingezeichnet. Der Rausch-Generator und das LVDS-1/64-Modul werden im Experiment durch entsprechende Detektoren ersetzt.

Triggerverteiler-Modul oder direkt der TCS-VME-Adapter angesteuert wird) von dieser ‘BUSY’ Logik befreit. Zusätzlich wurden zwei weitere Triggerausgänge geschaffen, die ebenfalls unabhängig vom ‘BUSY’-Signal sind und die dazu gedacht sind Hits auf den Kanälen zu erzeugen. Eine weitere wichtige Änderung ist die Synchronisierung des BoS zum Systemtakt. Das BoS muss laut $\mathcal{F}1$ -TDC Spezifikation eine bestimmte Phasenbeziehung zur Clock besitzen, damit die TDC zuverlässig synchronisiert werden [30]. Hierzu wurde das BoS am Flachbandstecker mit einem D-Flip-Flop getaktet. Desweiteren wurden die restlichen unbenutzten Eingänge des Moduls als weitere Trigger-Eingänge verwendet. Hierzu wurde über diese sieben Eingänge ein ‘OR’ gebildet. Hier wird deutlich wie flexibel das Triggerlogik-Modul einsetzbar ist.

Das Reset-Signal, mit dem die Daten-Puffer auf dem CATCH nach jedem Spill gelöscht werden können, sollte ebenfalls mit dem Triggerlogik-Modul erzeugt werden. Hier muss beachtet werden, dass zwischen dem letzten Trigger und dem Reset eine Pause von mindestens 200 ms bestehen muss, damit das CATCH alle Daten ausgeben kann⁵. Zu diesem Zweck wurde das EoS-Signal verwendet. Dieses kann, nachdem es in ein TTL-Signal konvertiert wurde, direkt auf die Reset-Buchse am TCS-VME-Adapter gegeben werden.

⁵Die 200 ms werden benötigt, wenn die Daten über den VME-Bus ausgegeben werden. Diese Schnittstelle ist wesentlich langsamer als die SLINK-Schnittstelle, bei der lediglich eine Pause von 1 ms benötigt wird (vgl. Abb. 3.9).

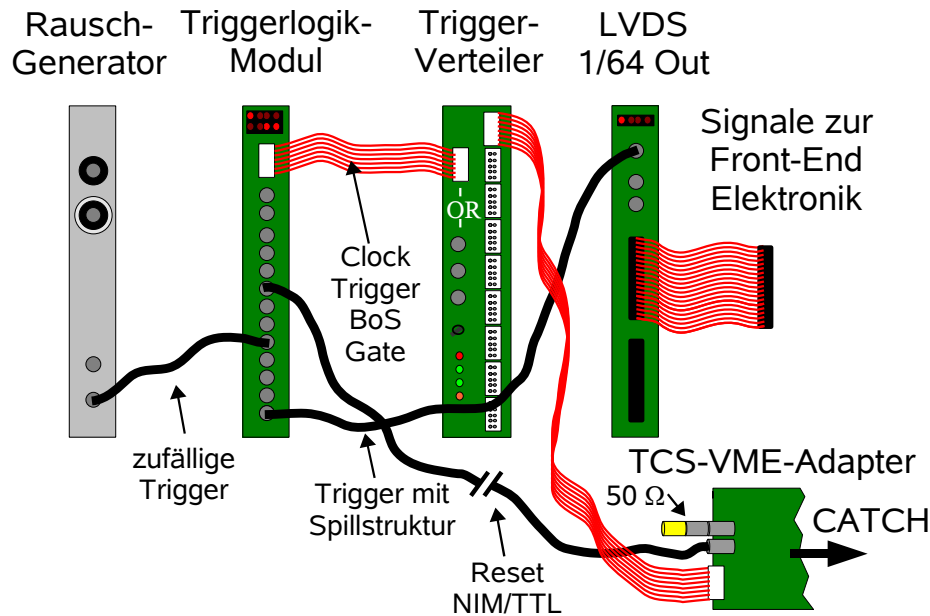


Abbildung 4.3: Schematische Zeichnung der Datennahme mit dem in Freiburg entwickelten Triggerverteiler-System. Der Übersicht wegen ist das NIM- in TTL-Konverter-Modul für das Reset nicht eingezeichnet.

Erste Tests des geänderten Designs mit dem TCS-VME-Adapter zeigten, dass die $\mathcal{F}1$ -TDC den Trigger und das BoS-Signal nur dann fehlerfrei verarbeiten, wenn beide Signale mindestens einen Clock-Zyklus lang und kürzer als zwei Clockzyklen sind. Dies wurde ebenfalls für die Signale am Flachbandstecker berücksichtigt.

Mit der neuen Firmware ist es nun möglich auch mit dem TCS-VME-Adapter komfortabel Daten zu nehmen [39]. Auch ist es mit diesem Design weiterhin möglich das TCS-Modul anzusteuern. In Abb. 4.3 ist eine schematische Zeichnung des in Freiburg entwickelten Triggerverteiler-Systems abgebildet. Das TCS-Modul und der TCS-RECEIVER des ursprünglichen Systems wurden durch das Triggerverteiler-Modul und den TCS-VME-Adapter ersetzt (vgl. Abb. 4.2).

Das Design ist unter dem Namen SPILLSTR6.ZIP archiviert, die Dateien zur Programmierung des EEPROM, oder des FPGA heissen spillstr6.mcs bzw. spillstr6.hex [40].

4.3.3 Änderungen im Design des Triggerverteiler-Moduls

Das Triggerverteiler-Modul kann auch unabhängig vom Triggerlogik-Modul betrieben werden (Mastermodus). Zu diesem Zweck hat das Modul eine interne Clock und drei LEMO-Buchsen für das Trigger- und das Gate-Signal, sowie für das BoS [34]. Das Problem war allerdings, dass das BoS nicht zur internen Clock synchronisiert wird. Dies führte dazu, dass in etwa 6 % der Fälle die Synchronisierung der TDC fehlschlug. Dieses Problem konnte leicht mit einem externen Flip-Flop auf einer kleinen extra Platine gelöst werden. Das Flip-Flop ist dem Signalstandard der Clock und dem BoS entsprechend differentiell. Es wird im LVPECL-Modus betrieben und die PECL-Clock wird

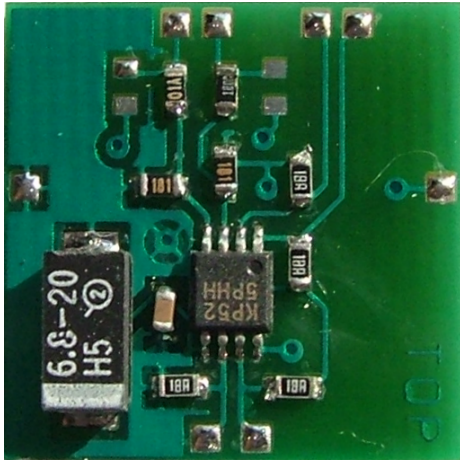


Abbildung 4.4: Die D-Flip-Flop Add-On-Platine. Abmessungen: 20x20 mm². Layout: Herr M. Kienzler.

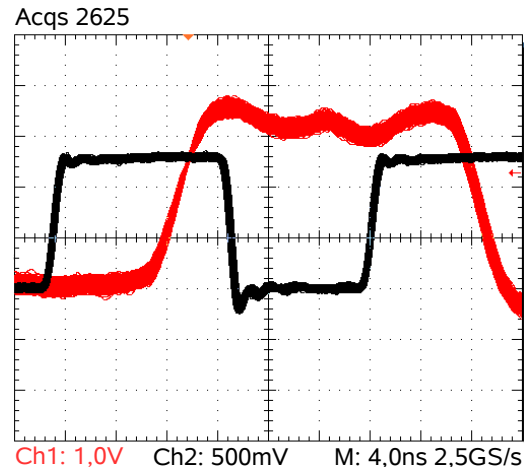


Abbildung 4.5: Phasenbeziehung zwischen dem 40 MHz Systemtakt (schwarz) und dem BoS-Signal (rot).

am Eingang des Flip-Flops über ein Widerstandsnetzwerk auf LVPECL heruntertransformiert [41].

Die fertige Add-On-Platine ist in Abb. 4.4 dargestellt. Die beiden linken Pads am oberen Platinenrand sind der Eingang für das Clock-Signal. Die zwei Pads rechts daneben sind der Eingang für das BoS. Am unteren Rand der Platine sieht man den Ausgang des nun zur Clock synchronisierten BoS. Der Pad am linken Rand ist für die Erdung und der am rechten Rand für die 3,3 V Spannungsversorgung. Die Platine wird auf die Leiterplatte des Triggerlogik-Moduls geklebt und die Verbindungen der Signale werden mit feinen Drähten realisiert. Im Anhang B.4 ist abgebildet, wie die Platine in den Schaltkreis des Triggerverteiler-Moduls integriert wird.

Die Funktionalität des Flip-Flops wurde am Oszilloskop verifiziert. Dazu wurde die Clock und das BoS direkt am $\mathcal{F}1$ -TDC gemessen. Mit einem Rausch-Generator wurden zeitlich zufällige Signale erzeugt und auf die BoS-LEMO Buchse des Triggerlogik-Moduls gegeben. Am Oszilloskop wurde im 'persistent'-Modus⁶ auf das BoS-Signal getriggert. In Abb. 4.5 ist das Ergebnis der Messung zu sehen. Das schwarze Signal ist die Clock und das rote Signal ist das BoS. Insgesamt wurde über 2600 mal getriggert und wie deutlich zu sehen, besteht eine feste Phasenbeziehung zwischen beiden Signalen.

4.3.4 Stabilität des Freiburger Triggerverteiler-Systems

Es ist wichtig zu verifizieren, dass mit dem in Freiburg entwickelten Triggerverteiler-System eine stabile und zuverlässige Datennahme gewährleistet ist. Hierzu wurden verschiedene Tests mit dem kompletten System durchgeführt.

Als erstes wurde geprüft, ob das BoS-Signal, zu Beginn eines neuen Spills, die TDC zuverlässig synchronisiert. Hierzu wurde das Triggerverteiler-Modul mit dem Triggerlogik-

⁶Die vom Oszilloskop aufgenommenen Bilder werden nicht gelöscht.

Modul angesteuert. Der TCS-VME-Adapter wurde mit einem der Ausgänge des Triggerverteiler-Moduls verbunden und es wurde eine Spill-Pause und Länge von jeweils einer Sekunde eingestellt. Mit einer mittleren Triggerrate von 2 kHz wurden dann 3,5 Stunden am Stück Daten aufgezeichnet⁷. Die Daten wurden mit der im Anhang D beschriebenen Testsoftware analysiert. Es traten keine Fehler bei der Datennahme auf.

Als zweites wurde im Detail geprüft, dass die TDC auch in langen Spills ihre Synchronisation nicht verlieren. Dies ist ein direkter Test für die Güte der Clock, die mit diesem System bereitgestellt wird. Denn der schnellere Takt der TDC wird mit einer PLL⁸ auf den stabilen Systemtakt abgeglichen. Die PLL testet, dass das geforderte Teilverhältnis zwischen internem Takt und Systemtakt konstant bleibt. Im Falle einer Abweichung reguliert diese entsprechend die Spannung des $\mathcal{F}1$ -TDC Kerns und stellt so sicher, dass der TDC in der Zeitmessung, z.B. aufgrund von Temperaturschwankungen, nicht wegdriftet. Deshalb gilt, je stabiler der Systemtakt, desto präziser ist die Zeitmessung. Hierzu wurde das Triggerverteiler-Modul vom Triggerlogik-Modul abgehängt und im Mastermodus betrieben. Das BoS-Signal wurde in einem NIM-Modul erzeugt, durch einen Diskriminator geschickt und auf den BoS-LEMO-Eingang des Moduls gegeben. Die Trigger wurden vom Rausch-Generator ebenfalls über einen Diskriminator auf den Trigger-LEMO-Eingang des Moduls gegeben⁹. Mit einer mittleren Triggerrate von 2 kHz wurde ein 2,5 Stunden langer Spill aufgezeichnet. Auch dieser Test war erfolgreich. Die Analyse der Daten ergab, dass alle TDC zu allen Zeiten synchron gelaufen sind.

Abschließend sollte die Größe der Zeitfluktuationen, bei der Datennahme mit dem Freiburger Triggerverteiler-System, quantifiziert werden. Dazu wurden zwei CATCH-Module zeitgleich mit einer mittleren Triggerrate von 20 kHz ausgelesen. Die Daten wurden wieder mit der Testsoftware ausgewertet. Diese berechnet, unter anderem, in jedem Event von jedem CATCH die mittlere gemessene Datenzeit, subtrahiert diese voneinander und speichert die Werte in Histogrammen ab (s. Abb. 4.6, links). Die Breite dieser Verteilung wurde mit der Breite verglichen, die man mit dem bisherigen TCS erhält (s. Abb. 4.8 links). Hierbei muss allerdings beachtet werden, dass die beiden Systeme unterschiedliche Systemtakte bereitstellen. Das Triggerlogik-Modul versendet einen 40 MHz Takt und das TCS-Modul einen Systemtakt mit 38,88 MHz. Dies muss bei der Berechnung der Digitalisierungsbreite des TDC berücksichtigt werden. Im Fall der Datennahme mit dem Triggerverteiler-Modul entspricht ein TDC-Bin 109,6 ps und im Fall mit dem TCS-Modul entspricht ein TDC-Bin 108,3 ps. Wenn man diese unterschiedlichen Größen berücksichtigt und die mit dem TCS-Modul erhaltene Breite entsprechend normiert, erhält man eine Breite von 0,695 TDC-Bins. Diese ist 23 % größer als die mit dem Triggerverteiler-Modul erhaltene Breite.

Diese Tests wurden mit einem Triggerlogik-Modul durchgeführt, dessen Clock von einem geheizten Schwingquarz erzeugt wird. Die Wiederholung des Tests mit einem ungeheizten Schwingquarz ergab eine Zeitverteilung, dessen Standardabweichung im Vergleich

⁷Das sind mehr als 6000 Spills und mehr als $3 \cdot 10^6$ Events.

⁸PLL steht für **P**hased **L**ocked **L**oop.

⁹Der Diskriminator wurde lediglich dafür benötigt um sicherzustellen, dass die Länge der beiden Signale kürzer als zwei Clockzyklen ist (s. Kap. 4.3.2).

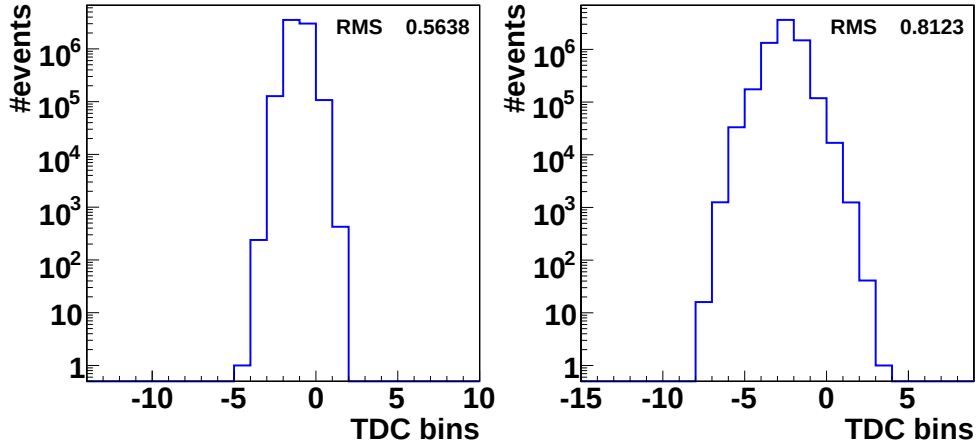


Abbildung 4.6: Zeitfluktuation des Triggerlogik-Moduls mit beheizter Clock.

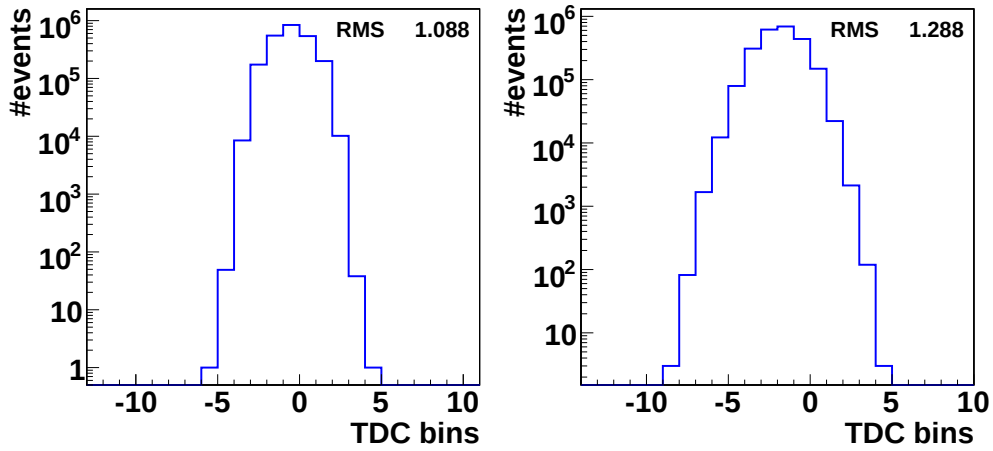


Abbildung 4.7: Zeitfluktuation des Triggerlogik-Moduls mit ungeheizter Clock.

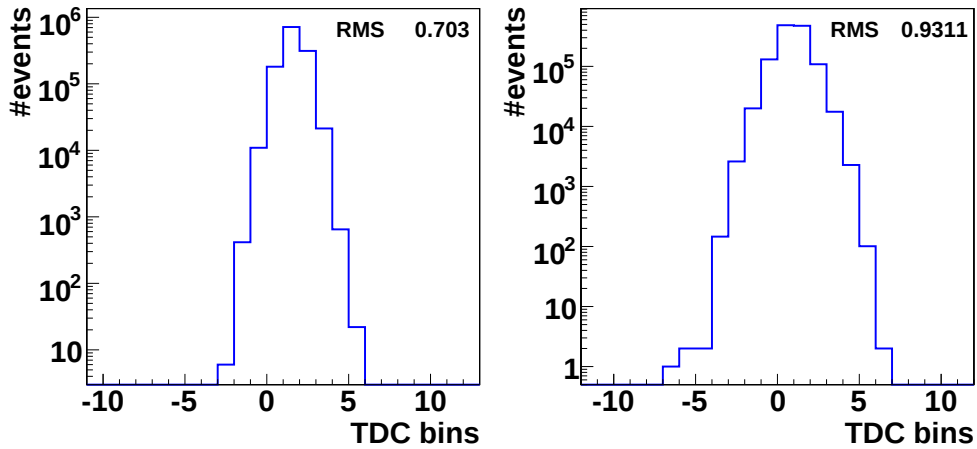


Abbildung 4.8: Zeitfluktuation des TCS-Moduls.

Links: Abweichung der mittleren Zeit einer TDC-CMC von der Referenz-Zeit. Rechts: Abweichung der Zeit des TDC-Kanals Nummer 3 von der Referenz-Zeit. Aufgrund von unterschiedlichen Laufzeiten des Trigger-, sowie des Datensignals sind die Mittelwerte der Verteilungen ungleich Null.

zum beheizten Oszillator etwa 93 % größer ist (s. Abb. 4.7 links). Hier wird deutlich, dass die Präzision der Zeitmessung der $\mathcal{F}1$ -TDC wesentlich von der Stabilität des Systemtaktes abhängig ist. In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse der drei Messungen noch einmal aufgelistet, wobei der Wert für das TCS-Modul auf den schnelleren Systemtakt des Triggerverteiler-Moduls normiert ist.

Aus den Standardabweichungen der Zeitverteilungen läßt sich die Zeitauflösung der Datennahme abschätzen. Denn die Standardabweichung ist die Wurzel aus der quadratischen Summe der Standardabweichungen der beiden CATCH-Module. Da man annehmen kann, dass diese für beide gleich groß ist, erhält man sie durch Division der Breite der Zeitverteilung Δ_{ges} durch Wurzel 2.

$$\Delta_{ges} = \sqrt{\Delta_{CATCH1}^2 + \Delta_{CATCH2}^2} \quad (4.1)$$

Mit $\Delta_{CATCH1} \equiv \Delta_{CATCH2} \equiv \Delta_{CATCH}$ folgt:

$$\Delta_{CATCH} = \Delta_{ges} / \sqrt{2}. \quad (4.2)$$

Dabei steht Δ_{ges} für den Zeit-Jitter des gesamten Systems und $\Delta_{CATCH1,2}$ jeweils für den Zeit-Jitter der beiden CATCH-Module inklusive des Jitters des restlichen Datennahmesystems. Da im Experiment aber immer nur relative Zeiten gemessen werden, ist Δ_{ges} die richtige Größe zur Charakterisierung der Zeitauflösung der Datennahme. Allerdings ist es interessanter die Zeitverteilungen der einzelnen Kanäle zu betrachten. Auch diese Größen werden von der Testsoftware berechnet und in Form von Histogrammen bereitgestellt. In Abb. 4.6, 4.7 und 4.8 rechts ist exemplarisch jeweils die Zeitverteilung von Kanal 3 aufgetragen. Für die Messung mit dem beheizten Quarz beträgt die Standardabweichung 0,81 TDC Bins. Da in diesem Fall 1 TDC Bin 109,6 ps entspricht, erhält man eine Zeitauflösung in der Größenordnung von 89 ps.

4.4 Zusammenfassung

Es wurde die letzte Komponente zu einem eigenständigen Freiburger Triggerverteiler-System entwickelt. Mit diesem System wird eine stabile und zuverlässige Datennahme gewährleistet. Insbesondere wurde gezeigt, dass der bereitgestellte Systemtakt eine äußerst präzise Zeitmessung mit einer Zeitauflösung von 89 ps ermöglicht.

Für die Qualitätskontrolle neu produzierter TCS-VME-Adapter-Platinen, wurde ein Testprotokoll entworfen nach dem die Platinen routinemäßig getestet werden (siehe [42]). Für die Verwendung des neuen Triggerverteiler-Systems wurde eine Anleitung verfasst, in der die Funktionen des Triggerlogik- und des Triggerverteiler-Moduls ausführlich erklärt werden (siehe [39]).

Tabelle 4.1: Standardabweichungen der Zeitverteilungen zwischen zwei mit TDC-CMC bestückten CATCH-Modulen, für drei verschiedene Konfigurationen. 1 TDC Bin entspricht 109,6 ps. Der Wert für das TCS-Modul ist auf den schnelleren Takt des Triggerlogik-Moduls normiert.

Datennahme System	Standardabweichung [TDC Bins]
TriggerlogikModul mit geheiztem Quarz	0,564
Triggerlogik-Modul mit ungeheiztem Quarz	1,088
TCS-Modul	0,695

5. Die Entwicklung des LVDS-Splitters

Die Notwendigkeit bei COMPASS den Teilchenfluss des Myonenstrahls sehr präzise zu messen führte zu der Entwicklung der LVDS-Splitter-Platine. Die Idee besteht dabei darin, Detektoren, die bisher zur Spurrekonstruktion der Strahlteilchen dienen, auch zur Bestimmung des absoluten Teilchenflusses zu benutzen. Dazu müssen die Signale dieser Detektoren aufgeteilt (gesplittet) werden. Durch die Messung des Signals mit TDC werden weiterhin korrelierte Zeit- und Ortsinformationen gewonnen, welche zur Spurrekonstruktion beitragen und durch das Zählen der Signale mit SCALER wird die absolute Anzahl der detektierten Teilchen bestimmt. Aus der gemessenen Anzahl kann dann der Teilchenfluss berechnet werden.

Die Aufgabe bestand somit darin, die Signale mit möglichst kleiner zeitlicher Unschärfe zu splitten. Eine passive Teilung der Signale wurde von vornherein ausgeschlossen, da sich zum Einen durch Reflexionen am Gabelungspunkt der Leitung die Zeitauflösung dramatisch verschlechtern würde und zum Anderen die Signalamplitude unter Umständen nicht mehr ausreichen würde den Chip durchzuschalten. Es musste deshalb ein Chip gefunden werden, der die LVDS-Signale der einzelnen Kanäle splittet und nur unwesentlich zum Zeit-Jitter des entsprechenden Kanals beiträgt. Als Anhaltspunkt wurde die Zeitauflösung der szintillierenden Faserhodoskope, wie sie beim COMPASS-Experiment zum Einsatz kommen, herangezogen. Diese liegt typischerweise bei 360 ps [20].

5.1 Vorbereitung und Planung

Zum Splitten der LVDS-Signale wird ein sogenannter Crosspoint-Switch verwendet (SN65LVDT250). Dieser besitzt vier differentielle Ein- und Ausgänge, welche durch 'Select' Beinchen am Chip beliebig miteinander verknüpft werden können. Die Zeitfluktuation der Signale zwischen Ein- und Ausgang beträgt laut Herstellerangaben bei einer Rate von 2 GHz im Mittel 60 ps. Bei einer typischen Zeitauflösung von 360 ps würde sich die Zeitauflösung somit lediglich um etwa 1,1 % verschlechtern¹. Der zusätzliche Jitter der Chips fällt somit kaum ins Gewicht. Den Chip gibt es in einer Version mit interner 100 Ω -Terminierung der LVDS-Schleife, so dass keine Widerstände auf der Platine platziert werden müssen [43].

5.2 Der Entwurf der Schaltpläne

Der Crosspoint-Switch wird zum Splitten der Signale im 2x4 Modus betrieben. Der LVDS-Splitter wurde als Aufsteckplatine entworfen, die direkt auf zwei im CATCH steckende CMC gesteckt wird. Bei der Entwicklung der Platine wurde darauf geachtet,

¹ $\sqrt{60^2 + 360^2}$ ps = 364 ps

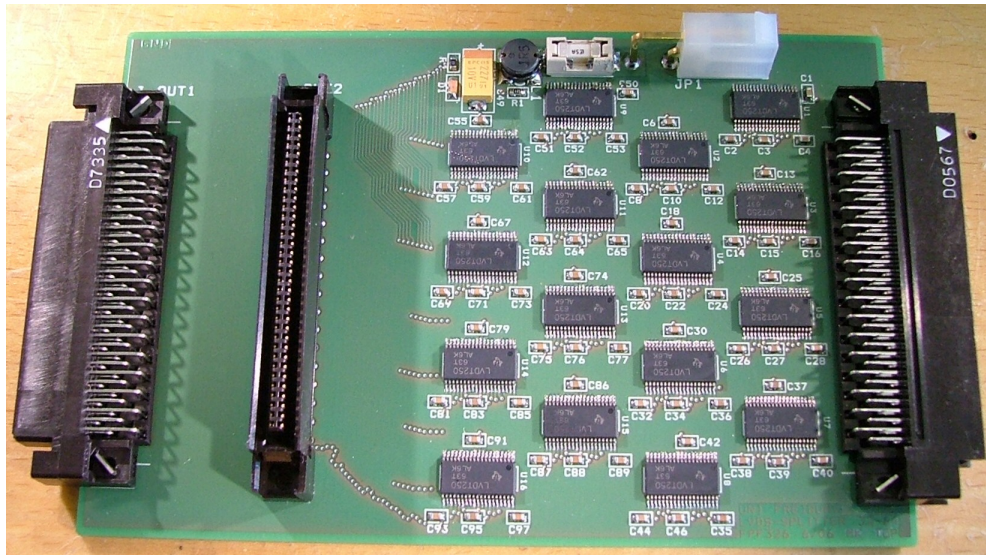


Abbildung 5.1: Die LVDS-Splitter Platine. Abmessungen: 74x110 mm². Layout: Herr M. Kienzler.

dass die Platine in ihren Abmessungen möglichst kompakt ist. Deshalb wurde entschieden ein spannungsstabiles Netzteil zu bauen, welches die benötigten 3,3 V über Kabel an die Platine liefert, so dass keine Spannungsteiler auf der Platine benötigt werden. Da die Platine bis zu 2 A aufnimmt, wurden die Leitungen der Spannungsversorgung, vom Stecker bis zur Versorgungslage der Platine, entsprechend breit dimensioniert. Die Platine wurde in der institutseigenen Elektronik-Werkstatt entflochten und besteht aus vier Lagen (s. Anh. C.3).

In Abb. 5.1 ist eine LVDS-Splitter-Platine abgebildet. An der rechten Seite befindet sich der 68-polige Eingangsstecker. Links daneben sind die 16 Crosspoint-Switch-Chips platziert. Am oberen Rand der Platine sind die Bauteile der Stromversorgung platziert. Der Stecker, die Sicherung, die Spule und der Elektrolytkondensator. Links sieht man die zwei 68-poligen Ausgangsstecker, wobei der Stecker am linken Rand der Platine (J Out1) direkt auf eine CMC gesteckt wird. Der Stecker rechts daneben (J Out2) wird über ein kurzes Flachbandkabel mit der CMC im Slot links daneben verbunden. Im Anh. C.4 ist abgebildet, wie der LVDS-Splitter im Experiment eingesetzt wird.

5.2.1 Das Netzteil für die LVDS-Splitter

Die Spezifikationen des Netzteils müssen den folgenden Anforderungen genügen: Laut Datenblatt des Crosspoint-Switch können die Chips bei einer Betriebsspannung zwischen 3,0 V und 3,6 V stabil betrieben werden. Da die Kabelverbindungen zwischen LVDS-Splitter und Netzteil, je nach Einbau im Rack, bis zu zwei Meter lang sein können und ein Strom von maximal bis zu 2 A fließt, muss der Spannungsabfall im Kabel berücksichtigt werden.

Vor dem Bau des Netzteils wurde mit einem LVDS-Splitter überprüft, ob der Zeit-Jitter der Platine von der an den Chips anliegenden Spannung abhängt (s. Kap. 5.3.2). Es



Abbildung 5.2: Das Netzteil zur Versorgung der LVDS-Splitter-Platinen. Abmessungen: BxTxH, (483)435x410x100 mm³. Design F. Bilger.

zeigte sich, dass die für verschiedene Spannungen bestimmten Zeitverteilungen in ihren Fehlern identisch waren, es somit keinerlei Abhängigkeiten gibt. Desweiteren wurde die mittlere Stromaufnahme der Platine bestimmt. Diese beträgt im Ruhebetrieb 1,7 A. Bei einer Signalrate von 250 MHz auf allen 32 Kanälen stieg die Aufnahme auf lediglich 1,8 A an.

Basierend auf diesen Ergebnissen wird ein Netzteil verwendet, welches bis zu 45 A liefern kann und an jeder Steckdose eine Spannung von 3,4 V bereitstellt. Das Gehäuse des Netzteils wurde so konstruiert, dass es mit in das Rack des VME-Crates montiert werden kann. Insgesamt wurden 12 Steckdosen vorgesehen, welche auf der Frontplatte so platziert wurden, dass sie sich lotrecht über den aufgesteckten LVDS-Splitter-Karten befinden. In Abb. 5.2 ist das Netzteil abgebildet, man erkennt die drei Spalten mit je 4 LEMO-Steckdosen. Neben jedem Stecker befindet sich eine flinke 3 A Stecksicherung und eine Kontroll-LED.

5.3 Tests des LVDS-Splittes

Nach der Bestückung wurden die Platinen auf Kurzschlüsse und fehlerhafte Lötstellen untersucht. Anschließend wurden sie ins Datennahmesystem integriert und mit der Testsoftware auf Fehler hin untersucht. Als erstes wurde überprüft, ob die Kanäle am Eingang der Platinen auf die richtigen Kanäle am Ausgang der Platinen gelegt wurden. Hierzu wurden mit einer speziellen Adapter-Platine einzelne Kanäle deaktiviert und mit der Testsoftware verifiziert, dass diese Kanäle tatsächlich in den Daten fehlten. Weiterhin wurde für jede Platine überprüft, dass keine Signale verloren gehen und es wurde dokumentiert wie sich die Zeitauflösung der Kanäle durch die LVDS-Splitter-Platinen verändert. Diese beiden Tests sollen in den nächsten beiden Kapiteln ausführlicher besprochen werden.

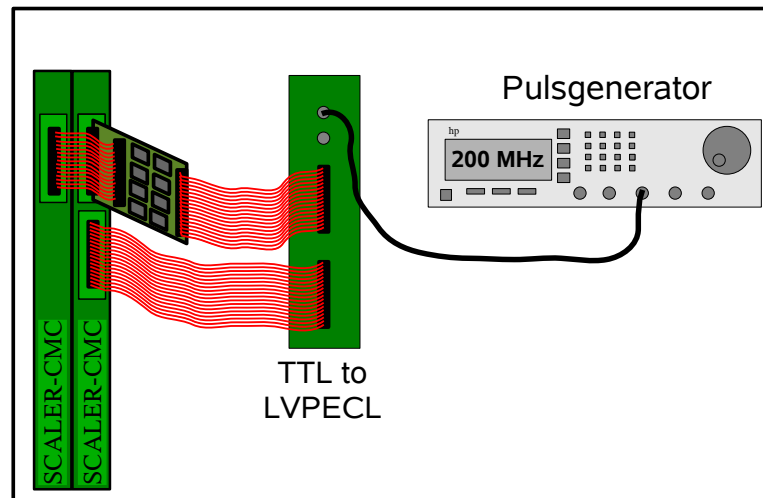


Abbildung 5.3: Schematische Zeichnung vom Aufbau zur Messung von schnellen Signalen. Mit einem Pulsgenerator werden Signale mit bis zu 250MHz erzeugt. Diese werden auf einen 1/64 TTL zu LVPECL Konverter gegeben und dann auf den LVDS-Splitter und auf eine als Referenz mitlaufende SCALER-CMC.

5.3.1 Das Zählen von schnellen Signalen

Auch wenn laut der Spezifikation der Crosspoint-Switch Chips keine Gefahr bestand, dass Signale mit Raten im 200 MHz Bereich verloren gehen, wurde mit einem Pulsgenerator und zwei mit einem LVDS-Splitter verbundene SCALER-CMC Tests durchgeführt. Hierzu wurden mit dem Pulsgenerator pro Spill eine definierte Anzahl von Signalen (65504) mit einer Frequenz von 250 MHz generiert. Mit der Testsoftware wurde analysiert, ob beide SCALER-CMC synchron hochgezählt haben und ob die am Ende vom Spill von den beiden SCALER-CMC gezählte Anzahl der Pulse mit der vom Pulsgenerator erzeugten übereinstimmte (siehe auch Anh. D.2.3).

Desweiteren wurde die Stabilität des Systems bei hohen Signalfrequenzen über einen längeren Zeitraum getestet. Hierzu wurde noch eine dritte SCALER-CMC als Referenz mit in die Datennahme aufgenommen. Mit dem Pulsgenerator wurde eine Signalfrequenz von 200 MHz erzeugt und auf den LVDS-Splitter und den Referenz-SCALER gegeben (s. Abb. 5.3). Bei einer mittleren Triggerrate von 1 Hz wurden insgesamt 3,5 Stunden lang Daten aufgenommen. Die Testsoftware prüfte hierbei, ob alle Kanäle der drei SCALER-CMC synchron hochzählten und berechnete in jedem Event für jeden Kanal die Abweichungen in der gemessenen Signalfrequenz (s. Anh. D.2.3). In Abb. 5.4 ist exemplarisch der zeitliche Verlauf der Abweichung der Zählrate von Kanal 0 einer SCALER-CMC, die über den LVDS-Splitter die Signale bezog, abgebildet². Die Struktur der Abweichungen stammt nicht von dem LVDS-Splitter, da die Kanäle der Referenz SCALER-CMC exakt den gleichen Verlauf zeigten. Dies ist in Abb. 5.5 zu sehen. Hier ist für jedes Event exemplarisch für Kanal 0 die Differenz des Zählerstandes zum mittleren (gerundeten)

²Die Verläufe der anderen 31 Kanäle sind gleich.

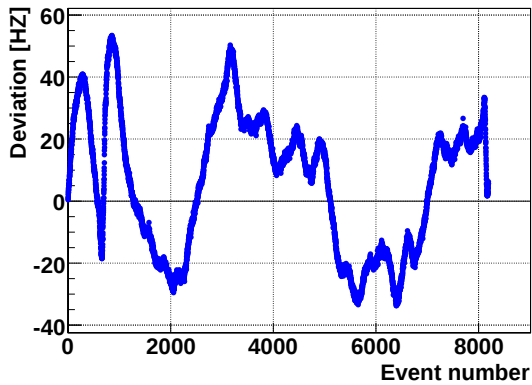


Abbildung 5.4: Abweichung der Zählrate eines Kanals von der im ersten Event bestimmten Zählrate.

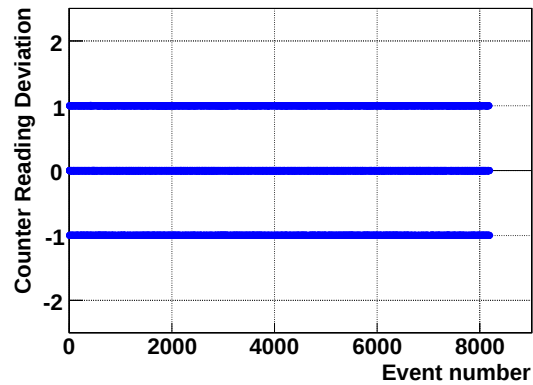


Abbildung 5.5: Abweichung des Zählerstandes von dem mittleren (gerundeten) Zählerstand der Referenz SCALER-CMC.

Zählerstand der Referenz SCALER-CMC aufgetragen. Wie deutlich zu sehen, sind die Zählerstände bis auf den Auslesefehler der SCALER von ± 1 exakt identisch und das bei einem Zuwachs in der Größenordnung von $200 \cdot 10^6$ pro Zeitintervall! Der asymmetrische Verlauf um die Null in Abb. 5.4 entsteht, da als Referenzfrequenz die im ersten Event bestimmte Zählrate gewählt wurde und dies ein mehr oder weniger willkürlicher Wert ist.

Die zeitliche Ungenauigkeit bei der Auslese der SCALER-CMC kann nicht die Ursache für eine solche Struktur sein. Da der Trigger synchron mit dem Systemtakt verschickt wird, hat die mit den SCALER-CMC absolut bestimmte Triggerzeit zwar eine gewisse Ungenauigkeit³, die von der Phasenlage zwischen Trigger und Clock gegeben ist. Dieser systematische Fehler hebt sich allerdings bei der Berechnung der Triggerzeit-Differenzen heraus. Ein Auslesefehler des Systemtaktzählers von ± 1 ist ebenfalls nicht zu beobachten. Dieser würde auch nur auftreten, wenn Trigger und Clock zeitlich unkorreliert wären, da dann zum Zeitpunkt der Auslese nicht gewährleistet ist, dass alle Bits schon den richtigen Zustand angenommen haben. Bei einer Signalrate von 200 MHz würde dies zu einem etwa 10 Hz breiten Band im Verlauf führen.

Es wird vermutet, dass der periodische Verlauf von der Clock des TCS hervorgerufen wird. So würden kleine Änderungen in der Frequenz zu solch einem Verlauf führen⁴. Da der Quarz geheizt ist, könnten die steilen Flanken von dem Einschalten bzw. von dem Abschalten der Heizung resultieren.

5.3.2 Die Zeitauflösung des LVDS-Splitters

Zur Bestimmung der Zeitauflösung der LVDS-Splitter-Platine, wurde diese auf zwei TDC-CMC aufgesteckt. Zusätzlich wurde noch ein weiteres CATCH mit einer TDC-CMC ausgelesen (s. Abb. 5.6 links). Die Testsoftware wurde so konfiguriert, dass sie

³Es wird systematisch eine zu große Zeit gemessen.

⁴Bei einer Rate von 200 MHz werden 40 Signale in 200 ns erzeugt. Da die TCS-Clock eine Frequenz von 38,88 MHz hat, reicht eine Frequenzänderung von $2 \cdot 10^{-5} \%$, um eine Abweichung der Signalrate um 40 Hz zu erklären.

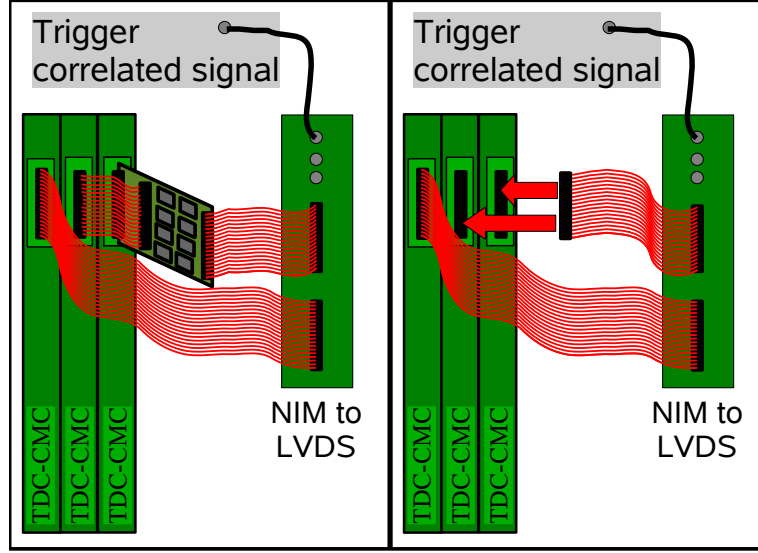


Abbildung 5.6: Schematische Zeichnung vom Aufbau zur Messung des Zeit-Jitters der LVDS-Splitter-Platine. Die CATCH-Module mit den TDC-CMC wurden immer in den selben VME-Slots ausgelesen, so dass der Zeit-Jitter zwischen den beiden Steckern des LVDS-Splitters verglichen werden kann. Es wurden auch immer die selben Ausgänge des 1/64 NIM zu LVDS Konverters benutzt, so dass sich der systematische Zeit-Jitter heraushebt.

in jedem Event die Zeitdifferenzen zwischen den einzelnen TDC-Kanälen vom LVDS-Splitter und der Referenz-TDC berechnet und in Histogrammen abspeichert. Danach wurde der LVDS-Splitter entfernt und in zwei weiteren Messungen wurde einmal die rechte und die linke TDC-CMC gegen die Referenz-TDC ausgelesen. Hier wurde jeweils immer das Datenkabel verwendet, das zuvor auf dem LVDS-Splitter aufgesteckt war (s. Abb. 5.6 rechts). Diese beiden Messungen unterscheiden sich somit lediglich durch die fehlende LVDS-Splitter-Platine von der Ersten. Da man annehmen kann, dass sich der Jitter der Zeitmessung als quadratische Summe der einzelnen Beiträge schreiben lässt, kann aus Vergleich, der in den drei Messungen bestimmten Breiten der Zeitverteilungen, die Zeitfluktuation jedes Kanals der LVDS-Splitter-Platine berechnet werden. Für die in der ersten Messung bestimmte Breite $\Delta_1(i)$ des i -ten Kanals gilt:

$$\Delta_1(i) = \sqrt{\Delta_{sys}(i)^2 + \Delta_{lvs}(i)^2} \quad (5.1)$$

Dabei steht $\Delta_{sys}(i)$ für den Zeit-Jitter des i -ten Kanals ohne LVDS-Splitter und $\Delta_{lvs}(i)$ ist gerade der Jitter des i -ten Kanal der LVDS-Splitter-Platine. In der zweiten und dritten Messung ist die gemessene Breite $\Delta_2(i)$ gerade

$$\Delta_2(i) = \Delta_{sys}(i) \quad (5.2)$$

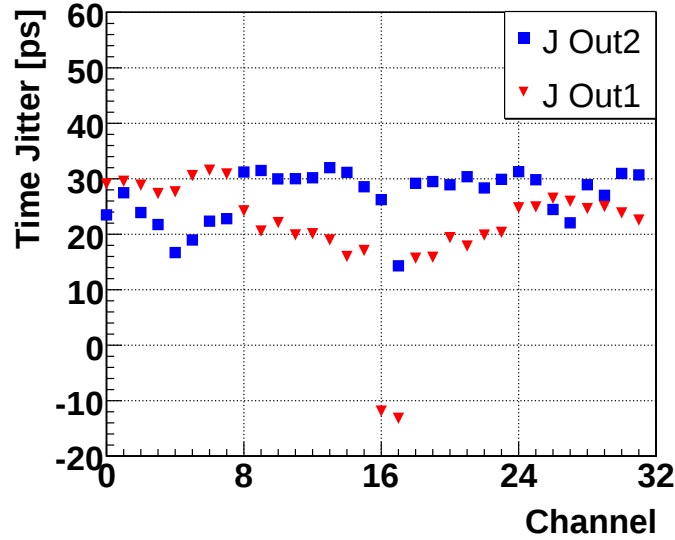


Abbildung 5.7: Zeit-Jitter der LVDS-Splitter-Platine aufgetragen für jeden Kanal. In blauen Quadraten ist der Jitter der Kanäle des linken Steckers (J Out2) und in roten Dreiecken ist der Jitter des rechten Steckers (J Out1) eingezeichnet. Der Zeit-Jitter der Kanäle 16 und 17 des Steckers J Out1 hat sich verbessert und wurde deshalb mit negativem Vorzeichen eingezeichnet

Durch Einsetzen dieser Größe in Gl. (5.1) kann $\Delta_{lvs}(i)$ für jeden Kanal i der LVDS-Splitter-Platine bestimmt werden. Das Ergebnis ist in Abb. 5.7 dargestellt. Die blauen Quadrate repräsentieren den Zeit-Jitter der 32 Kanäle des linken Steckers (J Out2) und die roten Dreiecke den der 32 Kanäle des rechten Steckers (J Out1)⁵. Für die Kanäle 16 und 17 des rechten Steckers hat sich der Zeit-Jitter verbessert. Dieser wurde deshalb mit negativen Vorzeichen eingezeichnet. Wie man sieht beträgt der Zeit-Jitter im schlechtesten Fall 32 ps. Bei einem Detektor mit einer typischen Zeitauflösung von 360 ps ist diese Verschlechterung somit vernachlässigbar.

Aus den drei Messungen lässt sich mit den berechneten Mittelwerten der Zeitverteilungen auch die Laufzeit für jeden Kanal der Platine bestimmen. Diese sind in Abb. 5.8 dargestellt. Für den rechten Stecker (J Out1) beträgt die Laufzeit im Mittel 2 ns und für den linken Stecker 2,6 ns. Sie sind somit klein genug, so dass das Zeitfenster der TDC im Experiment nicht verschoben werden muss⁶. Für die Analyse der Daten hingegen müssen die T_0 -Zeiten entsprechend korrigiert werden (s. Kap. 6.3).

In mehreren Messungen wurde desweiteren verifiziert, dass sich die an der LVDS-Splitter-Platine anliegende Spannung nicht auf die Präzision der Zeitmessung auswirkt.

⁵Zur Bezeichnung der Stecker siehe auch Abb. C.2. Wenn von dem rechten oder dem linken Stecker gesprochen wird, bezieht sich das immer auf die Position der im VME-Crate steckenden CMC.

⁶Der TDC besitzt einen Puffer, indem die Zeiten der 'Hits' zwischengespeichert werden. Für jeden Trigger wird intern die Zeitdifferenz zwischen 'Hit' und Trigger berechnet. Nur wenn diese in dem vorgegebenen Zeitfenster liegt, wird der Hit ausgelesen.

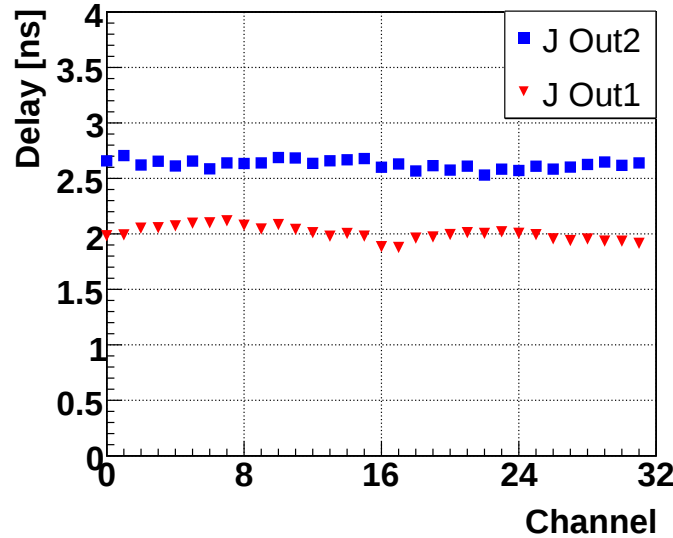


Abbildung 5.8: Laufzeit von jedem Kanal der LVDS-Splitter-Platine. In blauen Quadraten ist der Jitter der Kanäle des linken Steckers (J Out2) und in roten Dreiecken ist der Jitter des rechten Steckers (J Out1) eingezeichnet.

Hierzu wurde bei verschiedenen Spannungen im Bereich von 3,0 V bis 3,6 V Daten aufgezeichnet und die Zeitverteilungen studiert. Es zeigte sich, dass die Breiten der erhaltenen Verteilungen im Fehler identisch waren und rein statistisch streuten.

5.4 Zusammenfassung

Es wurde eine kompakte Platine entwickelt, die 32 Kanäle im LVDS-Signalstandard splittet. Die Platine wird direkt auf zwei im CATCH steckende CMC aufgesteckt und wird von einem externen spannungsstabilen Netzteil versorgt. Der von der Platine verursachte Zeit-Jitter von maximal 32 ps ist bei einer typischen Zeitauflösung eines schnellen Detektors von 360 ps zu vernachlässigen. Sie ist somit geeignet, am COMPASS-Experiment die Signale der szintillierenden Faserhodoskope zu splitten, ohne die Spur-rekonstruktion der Strahlteilchen negativ zu beeinflussen.

Für die Qualitätskontrolle neu produzierter LVDS-Splitter-Platinen, wurde ein Testprotokoll erarbeitet, nach dem die Platinen routinemäßig getestet werden [44].

6. Installation und Inbetriebnahme des Aufbaus zur Messung des Myonenflusses am COMPASS-Experiment

Die LVDS-Splitter wurden zum Teilen der Signale des szintillierenden Faserhodoskops FI02 im COMPASS-Experiment am CERN installiert. Die FI02 befindet sich etwa 268 cm vor dem Target und trägt zur Spurrekonstruktion der Strahlteilchen bei. Durch die Verwendung der LVDS-Splitter-Platinen kann nun zusätzlich zur Messung des Zeitpunkts eines Hits mit TDC, auch die absolute Anzahl der Myonen pro Kanal mit SCALER detektiert werden. Mit dieser totzeitfreien Bestimmung der Raten pro Kanal wird es möglich sein den Fluss des Myonenstrahls sehr präzise zu messen. Dies wird das Ergebnis von Kapitel 7 sein. Im folgenden wird der Einbau ins Experiment dokumentiert.

6.1 Inbetriebnahme der Hardware im Experiment

Die FI02 besteht aus einer X- und einer Y-Ebene mit jeweils 96 Kanälen (s. Kap. 3.3). Eine SCALER-CMC besitzt 32 Kanäle. Es werden somit zusätzlich SCALER-CMC, 6 LVDS-Splitter und 2 CATCH-Module für die neue Auslese der beiden Ebenen benötigt. Das Zusammenspiel dieser Komponenten wurde in Freiburg, wie in Kapitel 5.3 beschrieben, intensiv getestet. Desweiteren wurden sechs weitere SCALER-CMC und ein zusätzliches CATCH-Modul getestet, welche als Ersatzteile am CERN dienen.

Die Installation des getesteten Equipments fand Ende August 2006 während einer dreitägigen Strahlpause statt. Die ursprüngliche Auslese der FI02 ist in Abb. 6.1 links, blau eingezeichnet. Die restlichen 6 TDC-CMC dienen der Auslese der FI01. Diese drei CATCH-Module werden von einem SLINK-Multiplexer ausgelesen¹. Dies wurde so beibehalten, damit im Notfall ein schneller Rückbau auf die ursprüngliche Auslese möglich ist. Die drei TDC-CMC CATCH-Module wurden untereinander so vertauscht, dass die zwei neuen SCALER CATCH-Module links und rechts platziert werden konnten (s. Abb. 6.1 rechts). Das Netzteil für die LVDS-Splitter wurde mit in dasselbe Rack eingebaut. Für die zwei neuen SCALER CATCH-Module wurde jeweils eine Double-Odin SLINK-Karte [45] für die Auslese installiert. Diese werden von ROB pccorb33_0 und

¹SLINK-Multiplexer werden eingesetzt, wenn die Datenraten pro CATCH nur gering sind. Ein Multiplexer kann bis zu vier CATCH-Module auslesen.

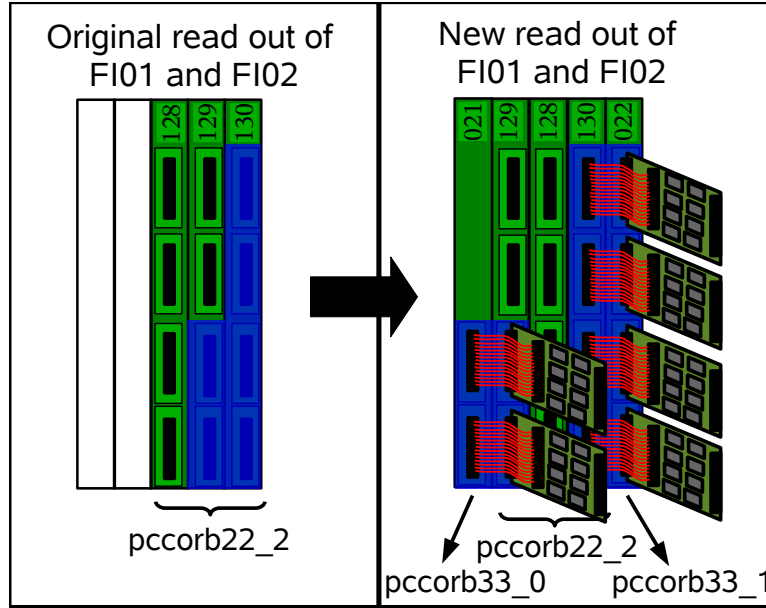


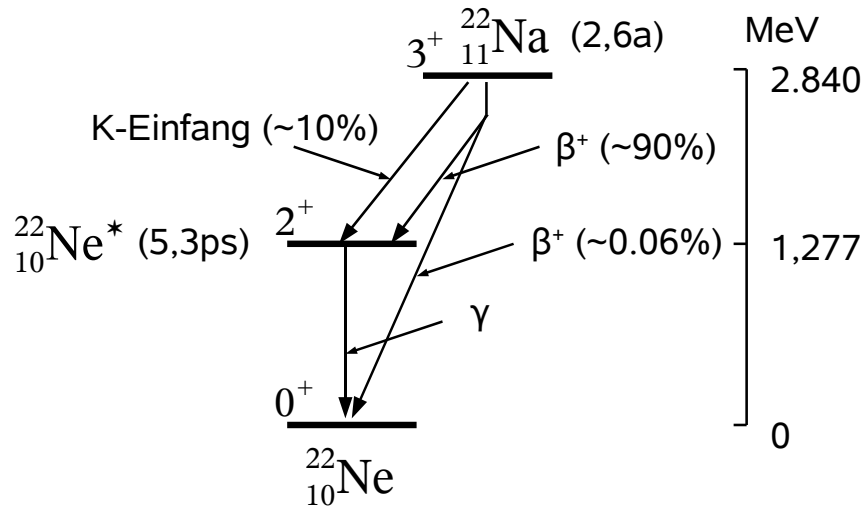
Abbildung 6.1: Schematische Zeichnung der Auslese der FI02 mit den LVDS-Splitter-Platinen. In blau ist die Auslese der FI02 eingefärbt. Die SCALER CATCH-Module (ID 21 und 22) wurden links und rechts von den TDC CATCH-Modulen (ID 128, 129 und 130) installiert. Diese werden weiterhin vom selben ROB ausgelesen (pccorb22_2). Die SCALER CATCH-Module werden separat von pccorb33_0 und pccorb33_1 ausgelesen.

pccorb33_1 ausgelesen. Den beiden CATCH-Modulen wurden in der Front-End Datenbank die Erkennungsnummern 21 und 22 zugewiesen. Für die Dekodierung der Daten wurden die sechs SCALER-CMC mit den Namen SCFI02X1, SCFI02X2, SCFI02X3, SCFI02Y1, SCFI02Y2 und SCFI02Y3 in der Datenbank eingetragen. Das Mapping der Kanäle wurde aus Konsistenzgründen von der TDC-CMC Auslese kopiert. Das neue Equipment ist seit dem 24. August in der Auslese integriert und liefert Daten. Desweiteren wurden die Informationen der neuen Ausleseelektronik in Cooool² aufgenommen. Sie werden somit online von der Schicht überwacht. Im Anhang C.4 ist ein Bild der im Experiment eingebauten LVDS-Splitter-Platinen zu sehen.

6.2 Der Zufallsgenerator

Für die Bestimmung des Myonenflusses des Experiments müssen die Zählerstände der SCALER-CMC zu zufälligen Zeitpunkten ausgelesen werden. Die Zufälligkeit der Auslese der Zähler stellt sicher, dass alle möglichen periodischen Strukturen herausgemittelt werden, so dass man ein rein statistisches Ensemble für die Strahlintensität erhält. Für diesen Zweck wurde ein zusätzlicher Trigger im Experiment benötigt. Die zeitliche Zufälligkeit der Signale dieses Triggers basiert auf der Zufälligkeit des radioaktiven

²Cooool (**COMPASS** **O**bject **O**riented **O**nline) ist ein Programm, dass die Rohdaten des COMPASS-Spektrometers einliest und alle relevanten Informationen der einzelnen Detektoren graphisch darstellt. Es ist ein wichtiger Bestandteil der Überwachung des Spektrometers.

Abbildung 6.2: Zerfallsschema von ^{22}Na .

Zerfalls. Das Prinzip des Aufbaus wurde in dem früheren EMC Experiment am CERN verwendet und wurde schon am Ende der letzten Strahlzeit reaktiviert [38]. Auch dieses Jahr wurde er wieder in Betrieb genommen. Dies wird im Folgenden beschrieben.

6.2.1 Funktionsweise des Zufallsgenerators

Als radioaktives Präparat wird ^{22}Na verwendet. Es besitzt eine Halbwertszeit von 2,6 Jahren und zerfällt in 90 % der Fälle über den β^+ Zerfall in den angeregten Zustand des ^{22}Ne . Der angeregte Zustand hat eine mittlere Lebensdauer von 5,3 ps und zerfällt unter Emission eines Photons in den Grundzustand (s. Abb. 6.2). Das beim β^+ Zerfall entstehende Positron vernichtet sich schließlich mit einem Elektron unter Aussendung von γ -Quanten. Aus der Impulserhaltung folgt, dass bei diesem Prozess mindestens 2 γ -Quanten emittiert werden. Aus der Invarianz unter Ladungskonjugation folgt weiter, dass die Anzahl der emittierten Photonen von der relativen Spineinstellung von Elektron und Positron abhängen. So ist bei paralleler Einstellung nur eine ungerade Anzahl und bei antiparalleler Einstellung nur eine gerade Anzahl an γ -Quanten erlaubt. Da die Anzahl der möglichen Endzustände mit jedem zusätzlich entstehendem γ -Quant mit dem Faktor der Feinstrukturkonstante abnimmt, finden praktisch nur 2- und 3-Quanten Zerfälle statt. Aus den Wirkungsquerschnitten der beiden Zerfälle erhält man schließlich, dass nur auf jeden 372-ten 2-Quanten Zerfall ein 3-Quanten Zerfall kommt. Der Zufallsgenerator besteht aus zwei Photomultiplier, die einen Winkel von 180 Grad einschließen. Durch diese Anordnung können die 2- γ Zerfälle durch Koinzidenzmessung herausselektiert werden. Der Vorteil dieser Messung ist, dass man nun einen 2 Körperzerfall mit einer klar definierten Energie hat und man die Schwellen an den Diskriminatoren dementsprechend einstellen kann. Auch ist die Zählrate weniger anfällig auf äußere Prozesse, da die Signale in den beiden Photomultiplier zeitlich korreliert sein müssen.

6.2.2 Inbetriebnahme des Zufallsgenerators

Der Zufallsgenerator ist im Keller des Gebäudes 888 fernab von der Strahlführung und der COMPASS-Halle aufgebaut. Dies soll gewährleisten, dass die Signale nicht vom Myonenfluss des Experiments beeinflusst werden können. In Abb. 6.3 ist der schematische Aufbau des Zufallsgenerators zu sehen. Die Signale der beiden Photomultiplier werden jeweils in einem Diskriminator in 8 ns lange NIM-Rechteck-Pulse umgewandelt. Die Schwelle des Diskriminators wurde auf -200 mV eingestellt, um möglichst viel Rauschen der Photomultiplier zu unterdrücken und um möglichst wenig vom kontinuierlichen Compton-Spektrum aufzusammeln. Die Schwelle wurde unter Zuhilfenahme des Oszilloskops ermittelt.

Für jeden Photomultiplier wurde eine Plateaukurve aufgenommen. Es konnte so die Betriebsspannung ermittelt werden, bei der die Zählraten am stabilsten waren. Generell wurde festgestellt, dass die Einzelzählraten der Photomultiplier empfindlich auf die Umgebungstemperatur reagieren. Dies kann auf die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung der Photomultiplier und auf einen Drift der Schwelle des Diskriminators zurückgeführt werden. Auf die Koinzidenzrate hat dies allerdings nur einen geringen Einfluss. Aufgrund der Ergebnisse dieser Messungen wird der erste Photomultiplier mit einer Spannung von 2235 V betrieben und der zweite bei einer Spannung von 2285 V.

Die diskriminierten Signale werden anschließend auf eine Koinzidenzeinheit gegeben, die an ihrem Ausgang ein Signal erzeugt, wenn sich die Signale an beiden Eingängen überlappen. Hierzu ist es wichtig, dass die Signale der beiden Paarvernichtungsphotonen möglichst zeitgleich an der Koinzidenzeinheit anliegen. Die Laufzeitunterschiede werden mit unterschiedlichen Kabellängen ausgeglichen. Diese wurden mit einer Delaymessung ermittelt. Für den Transport des Signals durch den etwa 1 km langen Tunnel wird das Signal mit einem Diskriminator auf 40 ns verlängert und in einem Amplitudenschieber auf +5 V transformiert. Aufgrund des Abfalls der Amplitude in dem langen Kabel kann das Signal direkt über einen Inverter in die NIM-Triggerlogik des Experiments eingespeist werden.

Je nach Einstellung der Schwellen am Diskriminator und der Hochspannung der Photomultiplier kann eine stabile Zählrate zwischen 3 und 10 Hz eingestellt werden.

6.2.3 Test auf zeitliche Zufälligkeit der Signale

Die zeitliche Zufälligkeit der Signale des radioaktiven Zufallsgenerators wurde durch eine Analyse der zeitlichen Abfolge der Signale verifiziert. Wird zur Zeit $t_0 = 0$ ein Trigger erzeugt, ist die Wahrscheinlichkeit m weitere Trigger im Zeitintervall (t_0, t) zu finden durch die Wahrscheinlichkeitsdichte $q_m(t)$ gegeben [46]:

$$q_m(t) = r \frac{(rt)^{m-1} e^{-rt}}{(m-1)!} \quad (6.1)$$

Dabei steht r für die mittlere Rate der Trigger Signale. Es ist also eine mit der Rate r gewichtete Poissonverteilung mit dem Erwartungswert rt .

Die Untersuchung der zeitlichen Abfolge der Triggersignale wurde am laufenden Experiment mit einer SCALER-CMC durchgeführt. Diese besitzt eine Einheit, mit der die

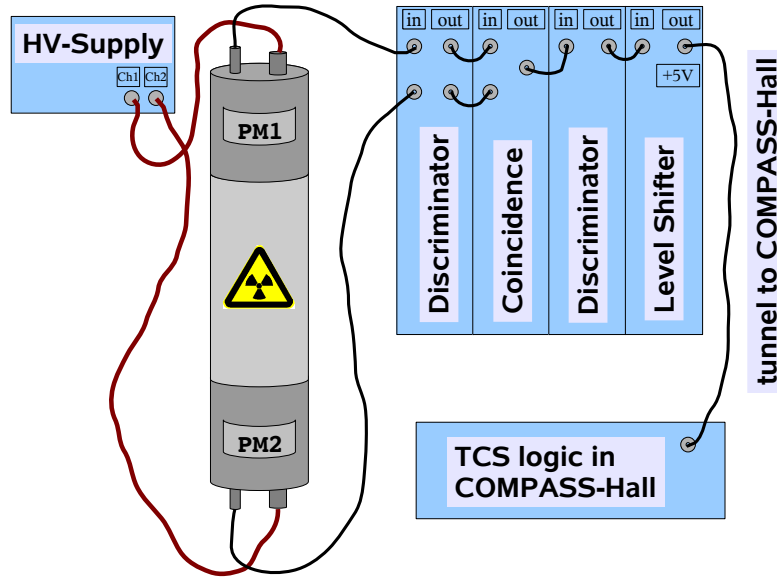


Abbildung 6.3: Schematischer Aufbau des Zufallsgenerators. Der Ausgleich der Laufzeiten durch verschiedene Kabellängen vor der Koinzidenzeinheit ist der Übersicht halber nicht dargestellt.

Triggerzeiten im Spill gemessen werden. Diese Messeinheit ist ein 30 Bit Zähler, der die Systemtakte zählt, die seit dem BoS-Signal gesendet wurden und der mit jedem Trigger ausgelesen wird. Da der Systemtakt eine Frequenz von 38,88 MHz besitzt, beträgt der Fehler der Zeitmessung maximal $\pm 25,72$ ns.

Da aufgrund der Totzeit der Datennahme bei sehr hohen Trigger-Raten nicht ausgeschlossen werden kann, dass auch Signale vom Zufallsgenerator ‘geblockt’ werden, mussten Runs mit speziellen Einstellungen aufgezeichnet werden. Dies bot sich in einer Nacht an, als keine physikalischen Daten genommen werden konnten. Hierzu wurde das Spektrometer nur mit dem radioaktiven Zufallstrigger ausgelesen. Da die erwartete Datenrate sehr gering war, wurde nur ein Event-Builder für die Auslese verwendet. Insgesamt konnten so über einen Tag verteilt etwa 32000 Signale vom radioaktiven Zufallsgenerator aufgezeichnet werden. Die Zeitinformationen wurden dem SCALER SC02P1sf entnommen und wurden mit ‘Rich_Dump’ analysiert (s. Anh. E).

Aus diesen Daten wurden die Verteilungen für einen, zwei, drei und vier weitere Trigger im Intervall (t_0, t) berechnet. An die Daten wurde die jeweilige theoretische Wahrscheinlichkeitsdichte (6.1) gefittet. Hier musste berücksichtigt werden, dass die Verteilung der Daten nicht normiert ist und dass zwischen aufeinanderfolgende Trigger eine vom Datennahmesystem vorgegebene Totzeit liegt. Diese beiden Effekte wurden in einem konstanten Fitparameter c berücksichtigt. Es wurde die folgende Verteilung an die Daten gefittet:

$$F_m(t) = cr \frac{(rt)^{m-1} e^{-rt}}{(m-1)!} \quad (6.2)$$

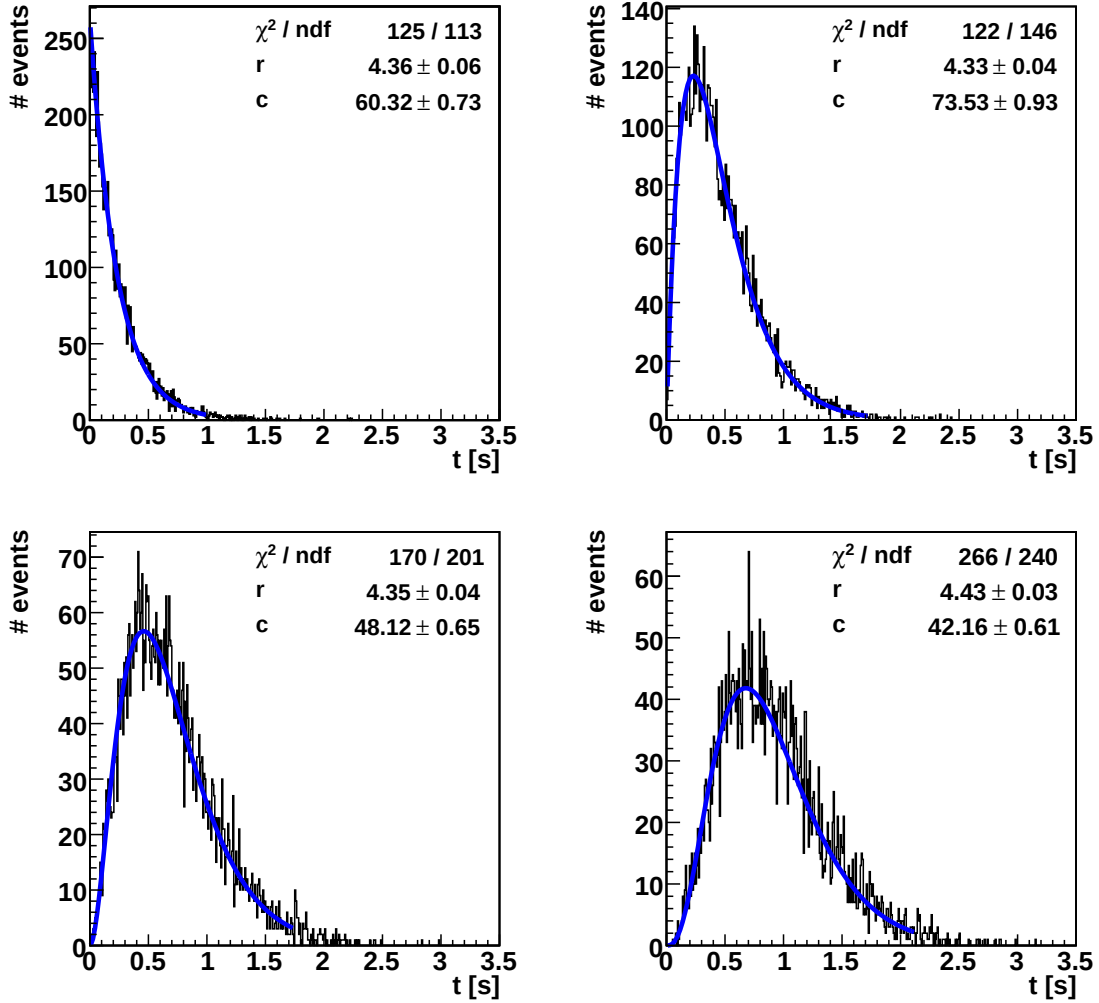


Abbildung 6.4: Verteilungen der zeitlichen Abfolge der Signale des Zufallsgenerators. Auf der x-Achse ist die Länge des Zeitintervalls aufgetragen, in dem $m=1, 2, 3$ bzw. 4 weitere Trigger liegen (zeilenweise von links oben beginnend). Auf der y-Achse ist die Häufigkeit aufgetragen. Die blaue Kurve ist der nach Gl. (6.2) berechnete Fit an die jeweilige Verteilung.

Bei der Analyse stellte sich heraus, dass der Zufallsgenerator auf einer Zeitskala von mehreren Stunden eine Fluktuation in der absoluten Rate besitzt, die auf Temperaturschwankungen zurückzuführen sind. Aus diesem Grund wurden jeweils für kürzere Perioden die Verteilungen bestimmt und gefittet. In Abb. 6.4 sind exemplarisch die Histogramme der vier Verteilungen zu sehen, die in einem Zeitraum von 2,5 Stunden aufgenommen wurden. Der Fit ist als blaue Linie eingezeichnet. Man erkennt, dass die experimentell bestimmten Verteilungen gut mit der Theorie übereinstimmen. Die aus den vier Fits bestimmten mittleren Raten r des Zufallsgenerators stimmen in ihren Fehlern untereinander hervorragend überein.

Es wurde somit gezeigt, dass der Zufallsgenerator auf einer Zeitskala von einigen Stunden zeitlich rein zufällige Signale generiert. Er ist somit für die Analyse des Myonenflusses am COMPASS-Experiment geeignet.

6.3 Bestimmung der Zeitauflösung der FI02

Zur Bestimmung der Zeitauflösung der einzelnen Kanäle der FI02 wurde in jedem Event die Zeitdifferenz von Kanal i der X-Ebene und Kanal i der Y-Ebene berechnet und abgespeichert³. An jede dieser Verteilungen wurde eine Gaußfunktion gefittet. Die Breite der Gaußfunktion setzt sich quadratisch aus der Breite des X-Kanals und des Y-Kanals zusammen. Unter der Annahme, dass beide Kanäle dieselbe Auflösung besitzen⁴, ist die Zeitauflösung eines Kanals gerade das aus dem Fit gewonnene Sigma geteilt durch Wurzel 2 (analog zu Gl.(4.1) und (4.2)).

In Abb. 6.5 links sind die so bestimmten Zeitaufösungen der einzelnen Kanäle aufgetragen. Der große statistische Fehler an den Rändern ist auf die niedrigere Statistik bedingt durch das Strahlprofil (s. Abb. 7.1) zurückzuführen. Rechts daneben ist die Projektion auf die Y-Achse abgebildet. Die Zeitverteilung hat einen Mittelwert von 560 ps und eine Breite von 44 ps. Die bestimmte mittlere Zeitauflösung ist somit 56 % größer als die offiziell angegebene Größe von 360 ps [25].

Um auszuschließen, dass diese drastische Verschlechterung von den LVDS-Splitter-Platinen verursacht wird, wurde die Zeitauflösung der FI02 auch für einen Zeitpunkt vor dem Einbau bestimmt. In Abb. 6.6 links ist die relative Verschlechterung, zwischen der Zeitauflösung nach und vor dem Einbau für jeden Kanal abgebildet. Rechts daneben ist die Projektion auf die Y-Achse abgebildet. Der Fit der Projektion liefert einen Mittelwert von 0,74 % bei einem Sigma von 4,3 %. Die schlechte Zeitauflösung ist somit nicht auf die LVDS-Splitter-Platinen zurückzuführen. Sie ist wahrscheinlich auf zu hohe Schwellen an den Diskriminatoren zurückzuführen. Dies ist auch im Einklang mit der schlechten Effizienz der FI02 in diesem Jahr (s. Kap. 7.2). Aus der Veränderung der Zeitauflösung durch die Verwendung der LVDS-Splitter lässt sich der mittlere Zeit-Jitter der LVDS-Splitter-Platine bestimmen (analog zu Gl. (5.1) und (5.2)). Dieser beträgt 67 ps. Der große Unterschied zum Ergebnis der Labormessung (s. Kap. 5.3.2) könnte durch die Signalqualität verursacht werden. Im Labor sind die twisted-pair Kabel lediglich 2 m lang, wohingegen sie bei COMPASS 20 m lang sind. Dies konnte jedoch nicht vollends geklärt werden.

Desweiteren wurde für jeden Kanal der beiden Ebenen die mittlere Zeitdifferenz zum Trigger neu berechnet (T_0 -Zeit). Dies wurde notwendig, da sich durch die LVDS-Splitter-Platinen die Laufzeit der Signale geändert hat. Physikalische Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, dass die gemessene Zeit des Hits zur Trigger-Zeit korreliert ist und deshalb die relative Zeit zum Trigger im Mittel konstant ist. Durch die Korrektur mit der T_0 -Zeit erhält man somit eine um die Null symmetrische Verteilung für die physikalischen Ereignisse. Hierzu wurde in jedem Event für jeden Kanal die relative Zeit

³sofern beide Kanäle einen Hit hatten.

⁴Dies ist der Grund dafür, dass die Zeitverteilungen nicht relativ zum Trigger analysiert wurden.

zum Trigger bestimmt und in Histogramme abgespeichert⁵. An jede dieser Verteilungen wurde eine Gaußfunktion gefittet und der Mittelwert, die T_0 -Zeit, entnommen. Die bestimmten Werte wurden in eine ASCII-Datei gespeichert. Diese wird vom Analyse-Programm 'Rich_Dump' (s. Anh. E) eingelesen und die relativen Zeiten zum Trigger werden entsprechend korrigiert.

6.4 Zusammenfassung

Es wurden die Voraussetzungen geschaffen den Strahlfluss des Experiments experimentell zu bestimmen. Es wurden 6 SCALER-CMC zur Bestimmung der absoluten Rate in den beiden Ebenen der FI02 installiert und in die Datennahme integriert. Diese zählen pro Kanal Signale mit einer Rate von bis zu 250 MHz und werden totzeitfrei ausgelesen. Der maximale Auslesefehler beträgt dabei ± 1 . Für die Auslese der Zählerstände wurde ein, auf dem radioaktiven Zerfall basierender, Zufallsgenerator aufgesetzt. Dieser liefert auf einer Zeitskala von Stunden bis zur vierten Ordnung zeitlich zufällige Signale. Somit kann sichergestellt werden, dass bei der Bestimmung des Strahlflusses alle periodischen Strukturen des Myonenstrahls rausgemittelt werden. Desweiteren wurde die Zeitauflösung der FI02 bestimmt. Der Einbau der LVDS-Splitter-Platinen führt lediglich zu einer Verschlechterung von 0,74 %.

⁵Der Kalorimeter-Trigger wurde für diese Analyse ausgeschlossen, da dieser, im Vergleich zu den anderen Triggern, eine schlechtere Zeitauflösung besitzt.

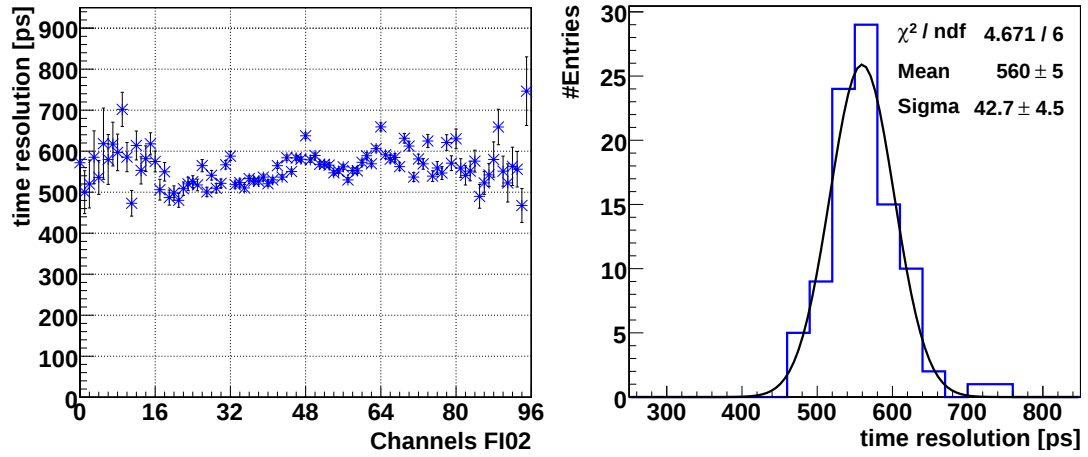


Abbildung 6.5: Links: Zeitauflösung der einzelnen Kanäle der FI02 mit LVDS-Splitter. Rechts: Projektion der Zeitauflösung. Die Zeitauflösung der FI02 beträgt im Mittel 560 ps.

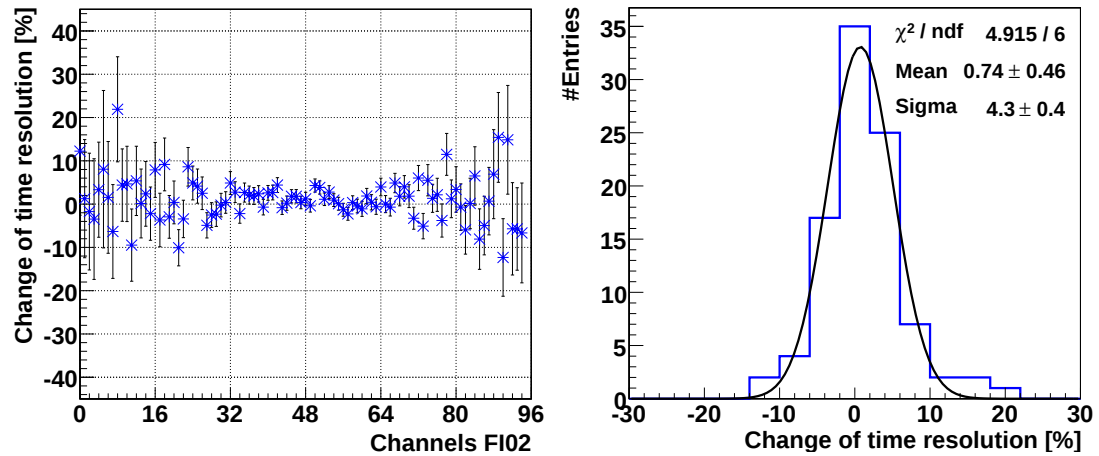


Abbildung 6.6: Links: Relative Verschlechterung der Zeitauflösung der einzelnen Kanäle der FI02 bedingt durch die LVDS-Splitter-Platine. Rechts: Projektion der relativen Verschlechterung. Die Zeitauflösung hat sich im Mittel um lediglich 0,74 % verschlechtert.

7. Bestimmung des Strahlflusses am COMPASS-Experiment

Wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, wurden alle Voraussetzungen geschaffen den Strahlfluss am Experiment experimentell zu bestimmen. In Abb. 7.1 ist das mit der neuen SCALER-Auslese bestimmte Strahlprofil für verschiedene Zeiten im Spill für beide Ebenen abgebildet. Die maximale Rate pro Kanal beträgt 1,3 MHz und ist deutlich kleiner als die in Kapitel 5.3.1 bestimmte maximale Rate der SCALER-CMC von 250 MHz pro Kanal. Es ist somit sichergestellt, dass die Zähleinheiten der SCALER-CMC keine Signale verlieren. Allerdings müssen bei der Berechnung des Myonenflusses aus den Zählerständen noch weitere Faktoren berücksichtigt werden. Diese werden im nächsten Abschnitt aufgezählt und in den folgenden Kapiteln für den Run 52613 exemplarisch bestimmt.

In der Analyse werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen die Trajektorie des Strahlteilchens alle drei Target Zellen durchkreuzt hat. Es muss deshalb der Anteil $R_{Target,XY}(r)$ der Teilchen bestimmt werden, die das Target vollständig durchfliegen. Diese Rate wird davon abhängen, wo das Teilchen die FI02 durchkreuzt. Sie wird deshalb abhängig von den Kanälen r bestimmt werden. Der Index XY soll anzeigen, dass der Faktor für die X- und die Y-Ebene getrennt bestimmt werden muss, da keine Korrelation zwischen Hits in den beiden Ebenen gemessen werden können. Desweiteren müssen die Zählerstände mit der Nachweiseffizienz ϵ_{XY} der FI02 korrigiert werden, denn es werden nicht alle Teilchen, die durch das Target fliegen auch in den zwei Ebenen der FI02 detektiert. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Berücksichtigung der Lebenszeit der Datennahme durch einen Faktor $R_{Life}(Veto, t)$. Denn die SCALER zählen auch während die Datennahme keine Trigger akzeptiert, alle Hits im Detektor und werden deshalb systematisch zu große Zählraten messen. Die Lebenszeit der Datennahme wird von der Rate der Myonen und somit von der Zeit t im Spill abhängen. Insbesondere hängt sie vom betrachteten Veto-Signal ab. Zuletzt darf nicht außer Acht gelassen werden, dass ein Strahlteilchen in zwei und mehr benachbarten Kanälen detektiert werden kann. Dies wird mit einem Faktor $R_{Xtalk,XY}(r)$ berücksichtigt werden. Diese Rate wird, wie sich zeigen wird, kanalabhängig sein. Insgesamt müssen also die Zählraten $\dot{N}_{XY}(r)$ folgendermaßen korrigiert werden:

$$\dot{N}_{korrr.,XY}(Veto, r, t) = R_{Target,XY}(r) R_{Life}(Veto, t) \frac{\dot{N}_{XY}(r)}{\epsilon_{XY}} (1 - R_{Xtalk,XY}(r)) \quad (7.1)$$

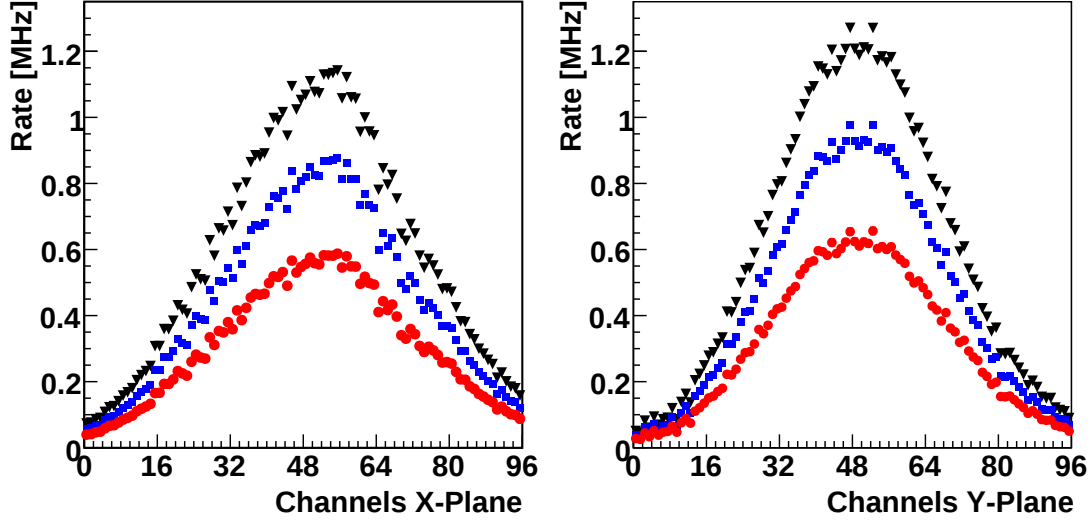


Abbildung 7.1: Strahlprofil gemessen mit der neuen SCALER-Auslese der FI02 für drei verschiedene Zeitintervalle im Spill. In roten Kreisen ist die Rate zu Beginn des Spills ($0,8\text{ s} \leq t < 1,4\text{ s}$), in schwarzen Dreiecken ist die Rate mitten im Spill ($3\text{ s} \leq t < 4\text{ s}$) und in blauen Quadraten die Rate am Ende des Spills eingezeichnet ($5\text{ s} \leq t < 6\text{ s}$).

Da alle Größen voneinander unabhängig sind berechnet sich der Fehler gemäß des Spezialfalls des Fehlerfortpflanzungsgesetz zu:

$$\frac{\Delta \dot{N}_{\text{kor.}}}{\dot{N}_{\text{kor.}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta R_{\text{Target}}}{R_{\text{Target}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_{\text{Life}}}{R_{\text{Life}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \dot{N}}{\dot{N}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_{X\text{talk}}}{1 - R_{X\text{talk}}}\right)^2} \quad (7.2)$$

7.1 Bestimmung der Rate durchs Target

Nicht alle Teilchen die in der FI02 detektiert werden durchkreuzen auch das Target. Die Zählerstände müssen deshalb entsprechend korrigiert werden. Die Vorgehensweise wird nun im Folgenden erklärt. Es ist nach dem Bruchteil der Teilchen gefragt, die ausgehend von einem Sample N_{Sample} das Target komplett durchfliegen. Dazu wurde in ‘PHAST’ (s. Anh. E) ein kompletter Run analysiert und alle Events selektiert, die vom Beam-Trigger generiert wurden. Der Beam-Trigger erzeugt ein Signal, wenn in der FI01 und der FI02 ein zeitlich korrelierter Treffer stattgefunden hat. Der Beam-Trigger wird im Gegensatz zum Zufallstrigger von der DAQ und den Vetos gated. Man erhält somit nur die Spuren, die auch von der Datennahme ‘gesehen’ werden (s. Kap. 7.3).

Um keinen Mehrdeutigkeiten zu unterliegen, wurden nur solche Events zugelassen, die exakt ein rekonstruiertes Strahlteilchen enthielten. Ausgehend von diesem Sample wur-

de geprüft, ob die Spur des Strahlteilchens durch das Target ging oder nicht¹. Zur weiteren Analyse wurde der zu dem Track gehörige Hit in der FI02 in einer Hitmap abgespeichert. Die Verteilung der Hits von Tracks, die durch das Target gingen sind in Abb. 7.2 links oben zu sehen. Die entsprechende Verteilung der Hits für Tracks die am Target vorbei gingen ist rechts daneben abgebildet. Man erkennt hier deutlich, dass die Bereiche recht scharf voneinander getrennt sind. Da die Messung der Hits in der X-Ebene nicht korreliert ist zu der Messung der Hits in der Y-Ebene², können lediglich die Projektionen auf die jeweilige Achse betrachtet werden. Da die Anzahl der rekonstruierten Strahlteilchen leider nicht besonders groß ist, wurden mehrere Kanäle zusammengefasst, die Ebenen also in gewisse Zonen r unterteilt. Hier wurden immer acht Kanäle zusammengefasst und von 0 bis 11 durchnummeriert (s. Abb. 7.2 Mitte). Ausgehend von dieser Unterteilung wurden die Verhältnisse $R_{Target,XY}(r)$ gebildet:

$$R_{Target,XY}(r) = \frac{n_{c,XY}(r)}{N_{Sample,XY}(r)} \quad (7.3)$$

Dabei bezeichnet $n_{c,XY}(r)$ die Anzahl der Teilchen, die in der Zone r detektiert wurden und durch das Target geflogen sind und $N_{Sample,XY}(r)$ ist die Gesamtzahl der Teilchen, die durch die Zone r gegangen sind. Der Index XY zeigt an, dass die Faktoren für die X- und die Y-Ebene unabhängig voneinander bestimmt wurden. Der Fehler $\Delta R_{Target,XY}(r)$ wurde gemäß des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes berechnet. Hier muss berücksichtigt werden, dass die beiden Größen nicht unabhängig voneinander sind.

$$\Delta R_{Target} = \sqrt{\frac{n_m^2}{(n_c + n_m)^4} (\Delta n_c)^2 + \frac{n_c^2}{(n_c + n_m)^4} (\Delta n_m)^2} \quad (7.4)$$

Deshalb muss $N_{Sample,XY}(r) = n_{c,XY}(r) + n_{m,XY}(r)$ als die Summe der Teilchen geschrieben werden, die durch, bzw. am Target vorbeigeflogen sind. Die Fehler von $n_{c,XY}(r)$, bzw. $n_{m,XY}(r)$ wurden als 1 angenommen, wenn die jeweilige bestimmte Anzahl gleich Null war. Andernfalls wurden sie gemäß der Poissonverteilung als die Wurzel der bestimmten Anzahl berechnet. Die Indizes XY und der Parameter r wurden der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

In Abb. 7.2 unten sind die Ergebnisse für beide Ebenen grafisch dargestellt. Wie bereits erwähnt, wäre eine für jeden Kanal individuell bestimmte Rate für die Berechnung des Strahlflusses präziser. Dies scheitert jedoch an der zu kleinen Statistik. Allerdings konnten nicht mehr Events analysiert werden, da zu diesem Zeitpunkt nur dieser eine Run produziert worden war. Hier wäre auch interessant zu untersuchen, ob die Ausrichtung des Strahls über einen längeren Zeitraum konstant bleibt.

¹Die Bestimmung der Targetposition war zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig abgeschlossen. Eine erste Bestimmung der Position ergab, dass das Target parallel zur z-Achse und zentriert in der XY-Ebene ausgerichtet war. Desweiteren wurde mit einem Radius von $(r = 1, 4)$ für das Target gerechnet und angenommen, dass es komplett gefüllt war ($y = 1, 4$).

²Die Korrelation wird erst durch die Orts- und Zeitinformation beim Tracking gewonnen.

Bei Betrachtung der oberen beiden Diagramme in Abb. 7.2 fällt auf, dass weder die X-Ebene, noch die Y-Ebene der FI02, in Bezug auf die Teilchen die das Target treffen, zentral im Strahl steht. Ein Vergleich mit dem absoluten Strahlprofil in Abb. 7.1 zeigt dies ebenfalls. Hier ist der Versatz allerdings nicht so ausgeprägt. Dies ist ein Zeichen dafür, dass der Strahl nicht exakt längs der Z-Achse ausgerichtet ist. Darauf wird weiter unten noch genauer eingegangen werden. Desweiteren fällt auf, dass das Target weder in der X- noch in der Y-Richtung zentriert im Strahl steht. Dies erkennt man daran, dass die kreisrunde Verteilung der Teilchen, die durch das Target gingen in sich nicht rotationssymmetrisch ist. Der Schwerpunkt der Verteilung sitzt, wie deutlich zu erkennen, links unten. In den mittleren Diagrammen in Abb. 7.2 ist dies ebenfalls deutlich an den asymmetrischen Verteilungen n_m der Tracks die nicht durch das Target gingen zu erkennen. Unter Berücksichtigung der Orientierung des Koordinatensystems (die X-Achse zeigt in Strahlrichtung nach links und die Y-Achse nach oben) bedeutet dies, dass sich das Target relativ zum Strahl zu weit rechts und zu weit oben befindet. Aus der Anzahl der Einträge beider Histogramme erhält man, dass nur etwa 75,5% der Teilchen durch das Target gehen. Allerdings ist dieses Ergebnis entscheidend von der angenommenen Position des Targets abhängig und somit müssen diese Rechnungen für die letztlich bestimmte Target-Position wiederholt werden.

Bei Betrachtung der mittleren und der unteren Bilder fällt auf, dass die Verteilung und das Verhältnis der durch das Target gegangenen Teilchen in der X-Ebene deutlich breiter ist als die in der Y-Ebene. Um dies besser zu verstehen, wurde von jedem Hit der Winkel des dazugehörigen Tracks in der XZ- bzw. in der YZ-Ebene gegen die Position in der jeweiligen FI02-Ebene aufgetragen. Dies ist in Abb. 7.3 zu sehen. In den linken Diagrammen ist der Winkel in der XZ-Ebene gegen die Kanalnummer der X-Ebene der FI02 aufgetragen. In den rechten Abb. ist der Winkel in der YZ-Ebene gegen die Kanalnummer der Y-Ebene der FI02 aufgetragen. Die oberen Diagramme zeigen die Winkelverteilungen von allen Tracks. Die mittleren Diagramme zeigen die Winkelverteilungen für die Tracks, die durch das Target gegangen sind und die unteren Diagramme für die Tracks die daran vorbei gingen.

Man sieht deutlich, dass der Strahl entlang der X-Achse konvergiert und längs der Y-Achse divergiert³. Die unterschiedlichen Breiten der Verteilungen in Abb. 7.2 ist somit auf die Fokussierung des Strahls längs der X-Achse und auf die Defokussierung längs der Y-Achse zurückzuführen. Desweiteren sieht man in den linken Diagrammen, dass die Winkel in der XZ-Ebene im Mittel positiv sind. Das bedeutet, dass der Strahl in Flugrichtung gesehen nach links ausgerichtet ist. Dies ist konform mit der oben gemachten Beobachtung, dass sich das Target relativ zum Strahl zu weit rechts befindet. An der Winkelverteilung in der YZ-Ebene erkennt man, dass sie im Mittel negativ ist und der Strahl somit nach unten zeigt. Auch dies ist wieder in Einklang mit der Feststellung, dass sich das Target relativ zum Strahl zu weit oben befindet.

Die Ursache für die schlechtere Fokussierung des Strahls in der YZ-Ebene liegt darin begründet, dass der Strahl, um in die COMPASS-Halle zu gelangen mehrmals längs

³In den rechten Diagrammen ist die Orts-Achse gespiegelt. Es gilt: Tracks mit positiven Winkeln fliegen in Richtung der jeweiligen Orts-Achse. Tracks mit negativen Winkeln fliegen entgegen der jeweiligen Orts-Achse.

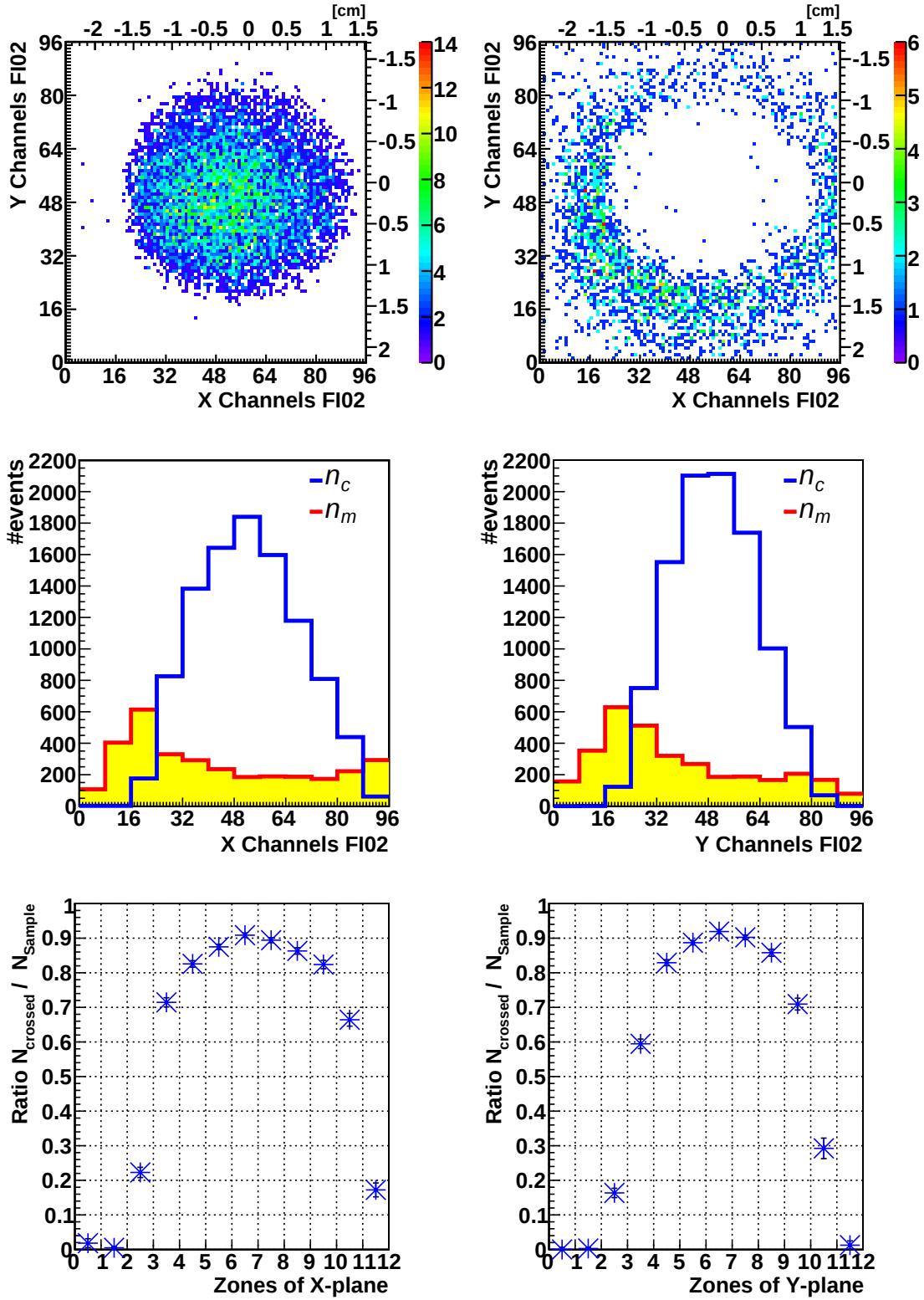


Abbildung 7.2: Oben links: Hitmap der FI02 für Teilchen die durch das Target fliegen. Oben rechts: Hitmap der FI02 für Teilchen, die am Target vorbei fliegen. Mitte links: Projektion der beiden Hitmaps auf die X-Achse. Mitte rechts: Projektion der beiden Hitmaps auf die Y-Achse. Unten: Bruchteil der Teilchen, die durch das Target fliegen, in Abhängigkeit von der Zone.

der Y-Achse über Dipolmagnete umgelenkt werden muss (s. Kap 3.2). Hier werden die Teilchen, je nach ihrem Impuls mehr oder weniger stark abgelenkt und weiten den Strahl somit auf.

Um dies besser zu verstehen, wurde für beide Projektionen der Impuls der Strahlteilchen gegen die Kanalnummer aufgetragen (s. Abb. 7.4). Die Diagramme sind analog zu denen in Abb. 7.3 gefüllt. Es wird bestätigt, dass die Myonen im Mittel einen Gesamtimpuls von $160 \text{ GeV}/c$ besitzen. In X-Richtung ist der Impuls nahezu homogen über die gesamte FI02 verteilt. Längs der Y-Achse hingegen ist dies nicht der Fall. Für Kanäle mit kleinen Y-Werten (Kanalnummern 70 - 95) ist die Impuls-Verteilung regelrecht gespalten. Für große positive Y-Werte (Kanalnummern 0 - 32) ist der Impuls im Mittel kleiner als $160 \text{ GeV}/c$. Für die restlichen Kanäle beträgt der Impuls im Mittel $160 \text{ GeV}/c$. Es bestätigt sich also, dass aufgrund der Biegung des Strahls Teilchen mit Impulsen ungleich dem mittleren Impuls von $160 \text{ GeV}/c$ divergieren.

Wenn man die mittleren Diagramme betrachtet, sieht man deutlich, dass die Myonen, deren Spuren das Target durchkreuzen im Mittel einen Impuls von $160 \text{ GeV}/c$ besitzen. In den unteren Diagrammen hingegen sieht man, dass hauptsächlich Teilchen das Target verpassen, deren Impuls ungleich $160 \text{ GeV}/c$ ist.

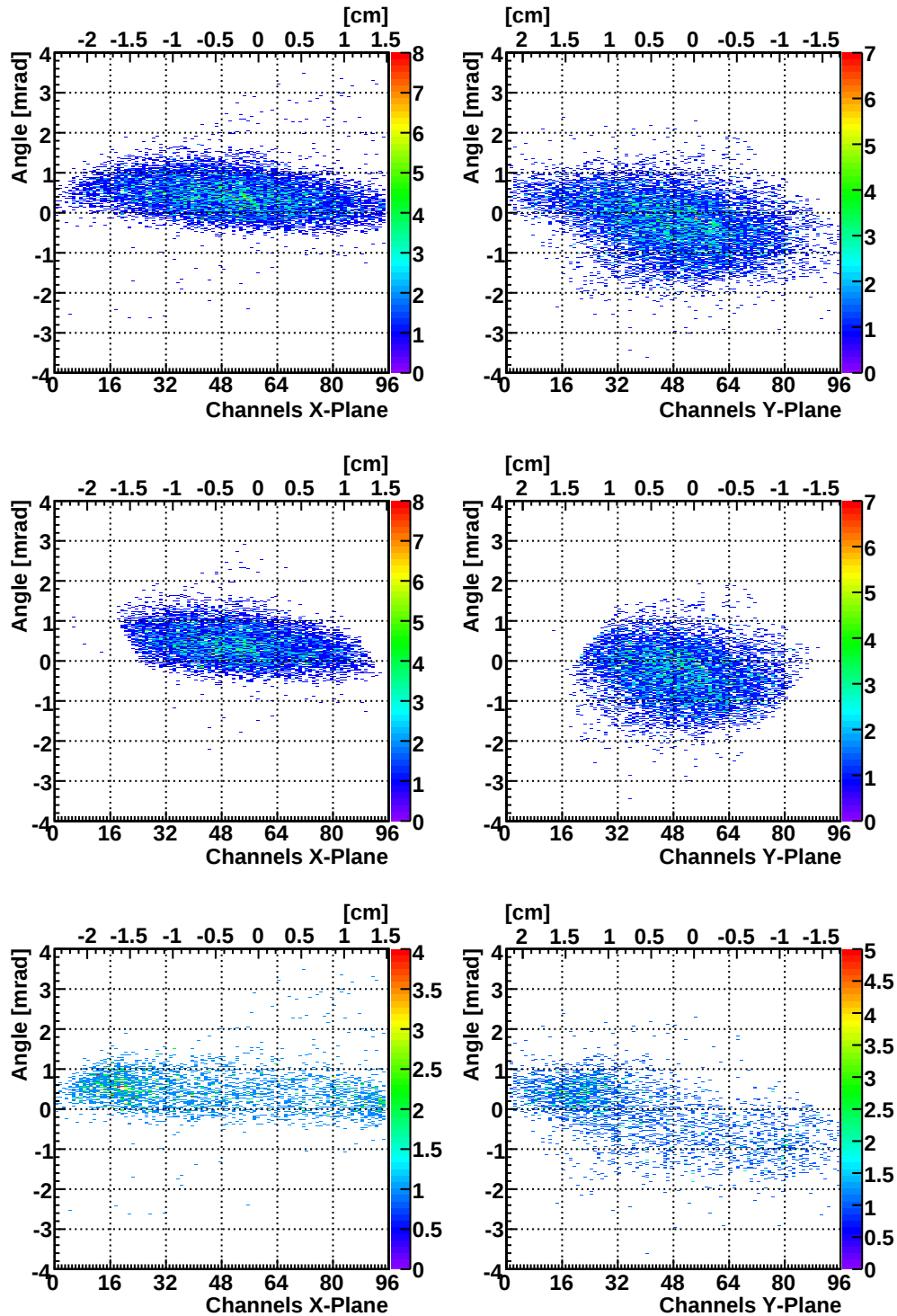


Abbildung 7.3: In den linken Diagrammen ist der Winkel in der XZ-Ebene gegen die Kanalnummer der X-Ebene der FI02 aufgetragen. In den rechten Diagrammen entsprechend der Winkel in der YZ-Ebene gegen die Kanalnummer der Y-Ebene. Die oberen Diagramme zeigen die Verteilungen aller untersuchter Tracks. Die mittleren zeigen die Winkelverteilungen der Tracks, die durch das Target geflogen sind. Die unteren zeigen die Verteilungen für die Tracks, die das Target verfehlt haben.

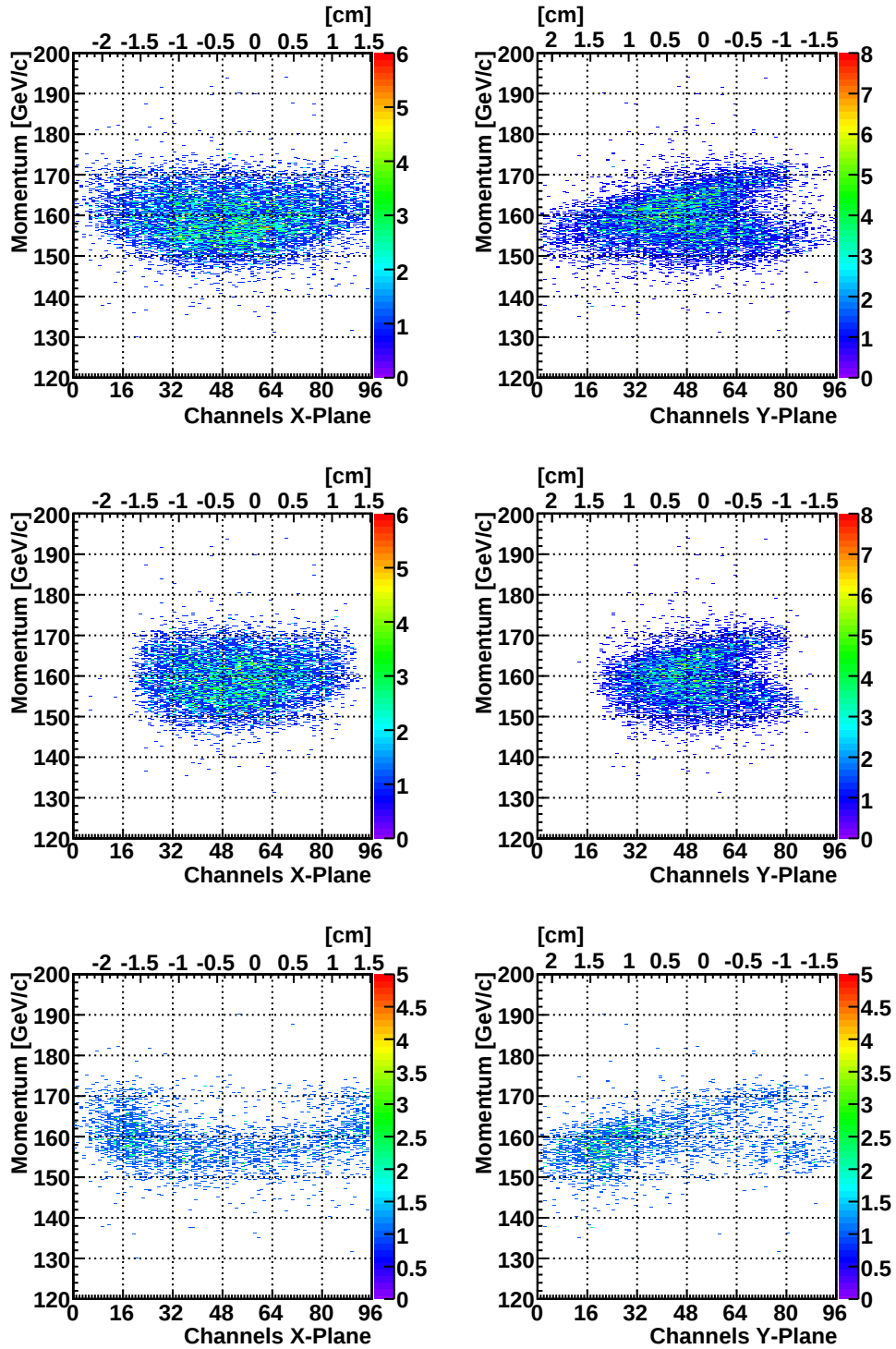


Abbildung 7.4: In den linken Diagrammen ist der Gesamtimpuls des Strahlteilchens gegen die Kanalnummer der X-Ebene der FI02 aufgetragen. In den rechten Diagrammen entsprechend der Gesamtimpuls gegen die Kanalnummer der Y-Ebene. Die oberen Diagramme zeigen die Verteilungen aller untersuchter Tracks. Die mittleren zeigen die Verteilungen der Tracks, die durch das Target gegangen sind. Die unteren zeigen die Verteilungen für die Tracks, die das Target verfehlt haben.

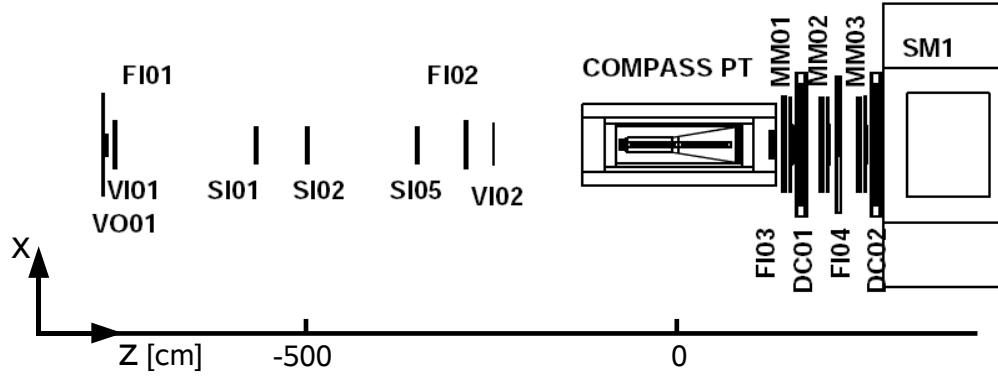


Abbildung 7.5: Ausschnitt aus dem Aufbau des Spektrometers 2006. Vor und hinter dem Target (COMPASS PT) sind die Spurdetektoren für die Rekonstruktion von Strahl- bzw. gestreuten Teilchen zu sehen.

7.2 Bestimmung der Effizienz der FI02

Die von den SCALER-CMC bestimmte Anzahl der detektierten Teilchen muss mit der Effizienz des Detektors korrigiert werden. Denn nicht alle Myonen die durch die FI02 fliegen werden detektiert. Die Zählerstände der einzelnen Kanäle werden somit systematisch zu wenig anzeigen. Die Rate zwischen undetektierten und detektierten Teilchen wurde mit einem Standardverfahren ermittelt. Hierzu selektiert man Ereignisse in denen in baugleichen Detektoren vor und hinter dem zu untersuchenden Detektor jeweils exakt ein Hit ist. Die Forderung nach exakt einem Hit vergrößert die Wahrscheinlichkeit, dass diese von ein und demselben Teilchen stammen und dass das Teilchen somit auch durch den zu untersuchenden Detektor gegangen sein muss. Für die Analyse wurden die szintillierenden Faserhodoskope FI01 und FI03 verwendet (s. Abb. 7.5). Um wirklich sicher zu gehen, dass die Hits von einem einzigen Teilchen stammen, wurden alle Events verworfen, die mehr als eine Strahlspur enthielten. Desweiteren wurde gefordert, dass der Hit in den mittleren Kanälen des Detektors lag. Um diese zu bestimmen, wurden die ‘Cool’-Plots von diesem Run herangezogen. Ihnen wurden die Strahlprofile des TDC-Spektrums der FI01 und der FI03 mit ihren Mittelwerten und Breiten entnommen [47]. Das zugelassene Intervall wurde dann symmetrisch um den jeweiligen Mittelwert des Strahlprofils gelegt und als Fenster wurde die doppelte Breite der Verteilung gewählt. Die aktive Fläche der zu untersuchenden FI02 hingegen wurde nicht eingeschränkt. Von diesem Sample ausgehend wurde die Anzahl der Ereignisse gezählt, in der auch der zu untersuchende Detektor mindestens einen Hit hatte. Diese Anzahl geteilt durch die Größe des Samples ist gerade die Effizienz des Detektors. Die Auswertung wurde mit ‘PHAST’ durchgeführt. Da die Hits in der X-Ebene unkorreliert zu den Hits in der Y-Ebene detektiert werden, mussten beide Ebenen getrennt voneinander betrachtet werden. Die Effizienz ϵ_{XY} der jeweiligen Ebene des Detektors berechnet sich dann folgendermaßen:

$$\epsilon_{XY} = \frac{N_{\geq 1, XY}}{N_{Sample, XY}} \quad (7.5)$$

Dabei ist $N_{\geq 1Hit,XY}$ die Anzahl der Ereignisse, für die die X- bzw. Y-Ebene der FI02 mindestens einen Hit hatte und $N_{Sample,XY}$ ist die Gesamtzahl des betrachteten Samples, bei denen also die X- bzw. die Y-Ebene der FI01 und der FI03 genau einen Hit im eingeschränkten Bereich hatten. Mit $N_{Sample,XY} = N_{\geq 1,XY} + n_{0,XY}$, wobei $n_{0,XY}$ die Anzahl der Ereignisse ist in denen die FI02 keinen Hit in der X- bzw. Y-Ebene hatte, berechnet sich der Fehler $\Delta\epsilon_{XY}$ gemäß des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes analog zu Gl. (7.4). Man muss lediglich die entsprechenden Größen ersetzen. Da hier alle bestimmten Größen ungleich Null waren, vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\Delta\epsilon_{XY} = \sqrt{\frac{N_{\geq 1,XY} n_{0,XY}}{(N_{\geq 1,XY} + n_{0,XY})^3}} = \sqrt{\frac{N_{\geq 1,XY} (N_{Sample,XY} - N_{\geq 1,XY})}{(N_{Sample,XY})^3}} \quad (7.6)$$

Die so bestimmten Effizienzen betragen für die X-Ebene $(90,71 \pm 0,04) \%$ und für die Y-Ebene $(91,98 \pm 0,04) \%$. Da diese unerwartet klein sind, liegt die Vermutung nahe, dass das angewandte Verfahren in bestimmten Fällen falsch ist. So wurde zwar die aktive Fläche längs der betrachteten Ebene eingeschränkt, aber senkrecht dazu gibt es diese Möglichkeit nicht. Dies führt in gewissen Fällen dazu, dass es Ereignisse in dem Sample gibt, die rein geometrisch keinen Hit in der FI02 zulassen und somit zu einer zu kleinen Effizienz führen. Ein weiteres Problem besteht darin, dass die FI03 hinter dem Target steht und somit Streuprozesse ebenfalls zu einem zu großen Sample führen.

Aus diesem Grund wurde noch eine zweite Methode zur Bestimmung der Effizienz angewandt (s. Abb. 7.6). Hierzu wurde das Tracking von ‘Coral’ verwendet (s. Anh. E). Als Sample wurden diesmal die Ereignisse herangezogen, deren Strahlspuren durch die aktive Fläche der FI02 gehen. Auch hier wurden nur Ereignisse zugelassen, die exakt eine Strahlspur besaßen. Jetzt hingegen wurde die aktive Fläche der FI02 eingeschränkt um sicherzustellen, dass zu dieser Spur auch ein Hit im Detektor möglich war. Ausgehend von diesem Sample wurde wieder gezählt, wie oft die X- bzw. Y-Ebene der FI02 mindestens einen Hit hatte. Die Ergebnisse dieser Methode sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Es wurde für die X-Ebene eine Effizienz von $(92,80 \pm 0,02) \%$ und für die Y-Ebene eine Effizienz von $(94,27 \pm 0,02) \%$ bestimmt. Der relative statistische Fehler von beiden Werten beträgt etwa 0,1 Promille. Es fällt auf, dass die Effizienz der Y-Ebene etwa 1,5 % größer ist als die der X-Ebene. Dies deutet auf eine niedrigere Einstellung der Schwellen an den Diskriminatoren der Y-Ebene hin. Insgesamt gesehen ist die Effizienz der FI02 in diesem Jahr zu gering. Hier sollte man für die nächste Strahlzeit versuchen, durch Optimierung der Schwellen, eine bessere Effizienz zu erzielen. Die für diesen Detektor mögliche Effizienz liegt bei etwa 98 % [25]. Allerdings muss auch beachtet werden, dass die Effizienz ratenabhängig ist. So werden für niedrigere Strahlintensitäten im Allgemeinen höhere Effizienzen bestimmt. Jedoch ist für die Bestimmung des Strahlflusses die mit der ‘normalen’ Strahlintensität bestimmte Effizienz die relevante Größe.

Für die Abschätzung des systematischen Fehlers wurde mit einer dritten Methode ein weiteres Mal die Effizienz der Y-Ebene der FI02 bestimmt. Hier wurde im Prinzip wieder die erste Methode verwendet und die Tatsache ausgenutzt, dass sich die Y-Ebene der FI02 in Strahlrichtung vor der X-Ebene der FI02 befindet. Als Referenzdetektoren können deshalb die Y-Ebene der FI01 und die X-Ebene der FI02 benutzt werden. Die

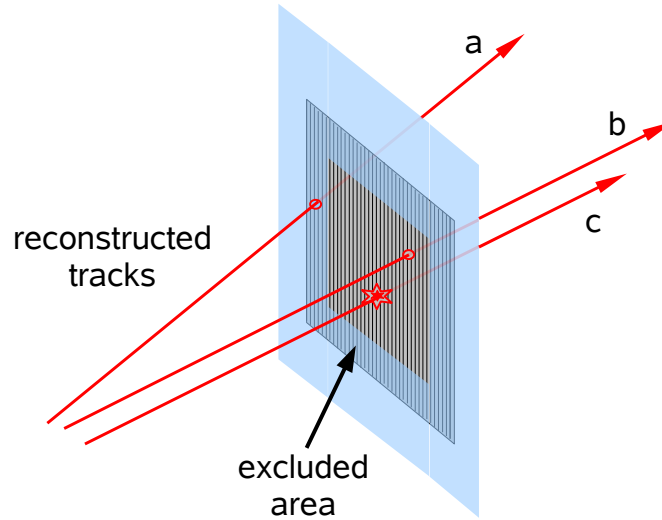


Abbildung 7.6: Methode zur Bestimmung der Effizienz einer Ebene der FI02. Tracks, die nicht durch die eingeschränkte aktive Fläche des Detektors gehen werden ignoriert (vgl a). Alle Tracks, die durch die eingeschränkte Fläche gehen tragen zum Sample bei (vgl b und c). Für solche Tracks wird geprüft, ob die Detektor-Ebene einen Hit hatte (vgl. c), oder nicht (vgl. b).

Tabelle 7.1: Ergebnis der Analyse der Effizienz der FI02. Die zweite Spalte zeigt an, wieviele Events der Bedingung genügten, dass der Track durch die eingeschränkte aktive Fläche der jeweiligen Ebene gegangen ist. In der dritten und vierten Spalte ist die Anzahl der Ereignisse, in der die jeweilige Ebene der FI02 mindestens einen Hit, bzw. kein Hit hatte, aufgelistet. Die Effizienz und der Fehler in der letzten Spalte wurden nach Formel (7.5) bzw. (7.6) berechnet.

Detektor Ebene	Anzahl selektierter Events ein Track durch FI02 $N_{\geq 1,XY} + n_{0,XY}$	Anzahl Events ≥ 1 Hit in FI02 $N_{\geq 1,XY}$	Anzahl Events kein Hit in FI02 $n_{0,XY}$	Effizienz [%] $\epsilon_{XY} \pm \Delta\epsilon_{XY}$
X	1192716	1106852	85864	$92,80 \pm 0,02$
Y	-"	1124419	68297	$94,27 \pm 0,02$

Selektion der Ereignisse, die das Sample bilden, geschah nach den oben beschriebenen Kriterien. Als Ergebnis wurde eine Effizienz von $(93,25 \pm 0,03)\%$ für die Y-Ebene erhalten. Diese ist 1,09% kleiner, als die mit der zweiten Methode erhaltene Effizienz. Diese Abweichung wird für beide Ebenen als systematische Unsicherheit für die in Kapitel 7.6 durchgeführte Analyse angenommen.

7.3 Bestimmung der Lebenszeit der Datennahme

Ein sehr wichtiger Punkt ist die Berücksichtigung der Lebenszeit der Datennahme. Denn das Datennahmesystem kann aus technischen Gründen nur eine bestimmte Triggerrate verarbeiten⁴. Wird diese Rate überschritten, werden vom TCS keine weiteren Trigger akzeptiert. Eine weitere Einschränkung der Lebenszeit wird durch das Veto-System verursacht. Dieses detektiert Halo-Myonen und legt für solche ein Veto-Signal auf den Trigger (s. Kap 3.4.1). In der Zeit, in der das Datennahmesystem keine Trigger akzeptiert, werden weiterhin die Myonen in der FI02 von den SCALER-CMC gezählt. Diese tragen aber nicht zum Fluss bei. Das heißt die gemessenen Zählraten müssen noch mit der Lebenszeit der Datennahme korrigiert werden. Wie schon in Kapitel 3.4.1 ausführlich besprochen, werden diese Lebenszeiten mit Hilfe von SCALER-CMC bestimmt, die die Anzahl der Hits in der FI02 sowohl ungegated als auch gated mit dem jeweiligen Veto-Signal zählen. Das Verhältnis aus dem mit dem Veto gatedeten Zählerstand und dem nicht gatedeten Zählerstand ist gerade die Lebenszeit des Vetos.

Bei der Analyse der Zählraten der zusätzlich mit dem 'DAQ-BUSY'-Signal gatedeten SCALER-CMC musste leider festgestellt werden, dass diese dieselben Raten lieferten wie die nur mit dem Veto-Signal gatedeten SCALER. Eine Überprüfung der Verkabelung zeigte, dass das 'DAQ-BUSY'-Signal in der Strahlzeit 2006 nicht angeschlossen war. Die DAQ-Lebenszeit kann jedoch auch aus dem Verhältnis der Anzahl der akzeptierten Trigger und der Gesamtzahl der Triggerversuche bestimmt werden⁵. Man hat so aber leider nicht die Möglichkeit die Lebenszeit der Datennahme, die sich aus DAQ- und Veto-Lebenszeit zusammensetzt, direkt zu messen. Am Ende des Kapitels wird auf dieses Problem genauer eingegangen.

Eine weitere Analyse des nur mit V_{tot} gatedeten Zählers SC02P3sf zeigte, dass mindestens die Kanäle 2, 5 und 6 eine deutlich zu große Rate gemessen haben (s. Abb. 7.7). Für die Bestimmung der Lebenszeit des Vetos V_{tot} wurden diese drei Kanäle deshalb nicht berücksichtigt.

In Abb. 7.8 links sind die von den Lebenszeit-Zählern gemessenen Zählraten gegen die Zeit im Spill aufgetragen. Der Nullpunkt der Zeitnahme ist das BoS-Signal, mit dem das gesamte Experiment synchronisiert wird (s. Kap. 3.6). Insgesamt wurden 200 Spills analysiert. Die Zählerstände wurden aus den vom Zufallstrigger generierten Events ausgelesen. In schwarzen Dreiecken ist die Zählrate des nicht gatedeten SCALER SC02P1sf eingezeichnet. Man sieht, dass etwa 0,8 Sekunden nach dem BoS-Signal die ersten Myonen in der COMPASS-Halle eintreffen. Die Rate der Teilchen wächst dann in der folgenden Sekunde stark an und hat nach etwa 3 Sekunden ihr Maximum erreicht. Nach 5

⁴Derzeit: Ein Trigger in $5\mu s$, drei Trigger in $75\mu s$ und 10 Trigger in $250\mu s$.

⁵Diese beiden Größen werden mit dem SCALER SCMSC1 gemessen.

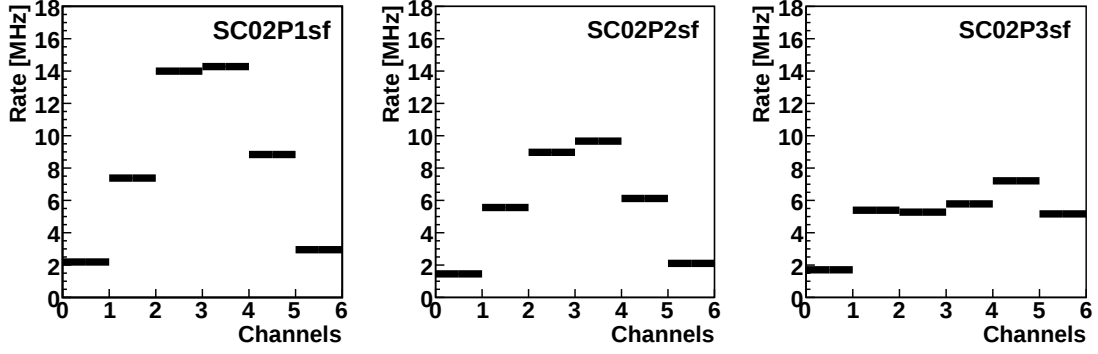


Abbildung 7.7: Strahlprofile der SCALER zur Bestimmung der Lebenszeit. Es ist die Zählrate gegen die Kanalnummer aufgetragen. Links ist der nicht gegatete SCALER abgebildet. In der Mitte und Rechts der mit V' , bzw. mit V_{tot} gegatete Zähler. Man sieht im rechten Diagramm deutlich, dass die Kanäle 2, 5 und 6 (von SC02P3sf) falsche Raten liefern. Deshalb wurden diese drei Kanäle in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt.

Sekunden fällt die Rate stark ab und nach 5,6 Sekunden stoppt die Datennahme (mit dem EoS-Signal). In blauen Quadraten ist die Zählrate aufgetragen, die mit dem V' -Signal gegatet wurde und in grünen Kreisen, die mit V_{tot} gegatete. Hier muss beachtet werden, dass nur die Kanäle 1, 3 und 4 berücksichtigt wurden. Zum Vergleich wurde deshalb in roten Kreuzen nochmal der ungegatete SCALER nur mit diesen berücksichtigten Kanälen aufgetragen. An den beiden Verläufen der Veto-Lebenszeit-SCALER fällt auf, dass sie im Gegensatz zu dem ungegateten SCALER ein recht flaches Plateau besitzen. Der Unterschied ist bei 4,8 Sekunden besonders deutlich ausgeprägt. Die Lebenszeit der beiden Vetos wird also von der Zeit im Spill abhängen.

In Abb. 7.8 rechts ist die Anzahl der Trigger gegen die Zeit im Spill aufgetragen. Man sieht hier deutlich, dass erst nach etwa 1,15 Sekunden physikalische Trigger akzeptiert werden. Der Grund hierfür ist die Strahlstruktur zu Beginn des Spills. In den ersten 400 ms weist der Strahl eine starke 150 Hz Modulation und zusätzlich eine 5 ns Struktur auf und kann deshalb nicht verwendet werden [48]. Für diese Zeit wird deshalb ein Veto auf die Trigger gelegt (BoS-Veto). Die Myonen, die während diesem Veto gezählt werden, dürfen bei der Bestimmung des Myonenflusses nicht mitgerechnet werden. Dies wird in Kapitel 7.5 besprochen werden.

Die Lebenszeit $R_{life}(Veto)$ des Vetos V' und V_{tot} erhält man durch Normierung der Zählraten von SC02P2sf bzw. SC02P3sf auf die jeweilige Zählrate von SC02P1sf.

$$R_{life}(Veto) = \frac{\dot{N}_{Veto}}{\dot{N}_{SC02P1sf}} = \frac{N_{Veto}}{N_{SC02P1sf}} \quad (7.7)$$

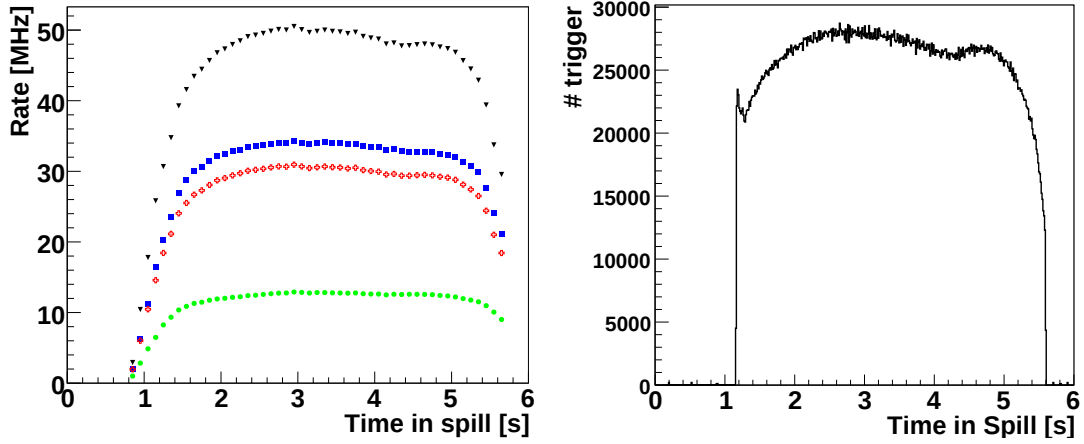


Abbildung 7.8: Links: Die Rate der Lebenszeit-Zähler aufgetragen gegen die Zeit im Spill. In schwarzen Dreiecken ist die Rate des ungegateden SCALER SC02SC1sf und in blauen Quadraten ist die Zählrate von dem mit V' gateden SCALER aufgetragen. In roten Kreuzen und grünen Kreisen ist die Summe der Kanäle 1, 3 und 4 des ungegateden SCALER bzw. von dem mit V_{tot} gateden SCALER dargestellt.

Rechts: Anzahl der physikalischen Trigger aufgetragen gegen die Zeit im Spill. Man sieht deutlich, dass nur im Intervall von 1,15 bis 5,6 Sekunden physikalische Trigger akzeptiert werden.

Da die Größen im Zähler und im Nenner unabhängig voneinander gemessen wurden berechnet sich der Fehler zu:

$$\Delta R_{life}(Veto) = R_{life}(Veto) \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{Veto}}{N_{Veto}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{SC02P1sf}}{N_{SC02P1sf}}\right)^2} \quad (7.8)$$

Der Fehler ΔN der Zählerstandsdifferenzen N wurde gemäß der Poissonstatistik als die Wurzel des Wertes angenommen.

Um einen Eindruck über den Verlauf der Lebenszeiten im Spill zu bekommen, wurden diese in zweidimensionalen Histogrammen als Hitmap dargestellt. Dabei wurden die Lebenszeiten berechnet und eingezeichnet, wenn die Rate des ungegateden SCALER mehr als 5 MHz betrug. Diese sind in Abb. 7.9 dargestellt. Das obere rechte Histogramm zeigt die Lebenszeit der DAQ aufgetragen gegen die Zeit im Spill, wie sie aus dem Verhältnis aus akzeptierten Triggern und der Gesamtzahl der Triggerversuche bestimmt wurde. Das rechte mittlere und das rechte untere Histogramm zeigen die Lebenszeit von V' und V_{tot} , die gemäß Gl. (7.7) berechnet wurden. In den linken Bildern ist die entsprechende Lebenszeit gegen die Zählrate des ungegateden SCALER (SC02P1sf) aufgetragen.

Aus der Kombination der Informationen beider Verläufe geht hervor, dass die DAQ ganz zu Beginn des Spills, obwohl dort die Rate der Myonen sehr gering ist, eine kleine Lebenszeit besitzt. Dies ist allerdings nicht verstanden, da zu dieser Zeit alle physikalischen Trigger vom BoS-Veto geblockt werden. Die restliche von den Zufallsgeneratoren verursachte Triggerrate ist so gering (~ 10 Hz), dass man eine Lebenszeit von 100 % erwarten würde.

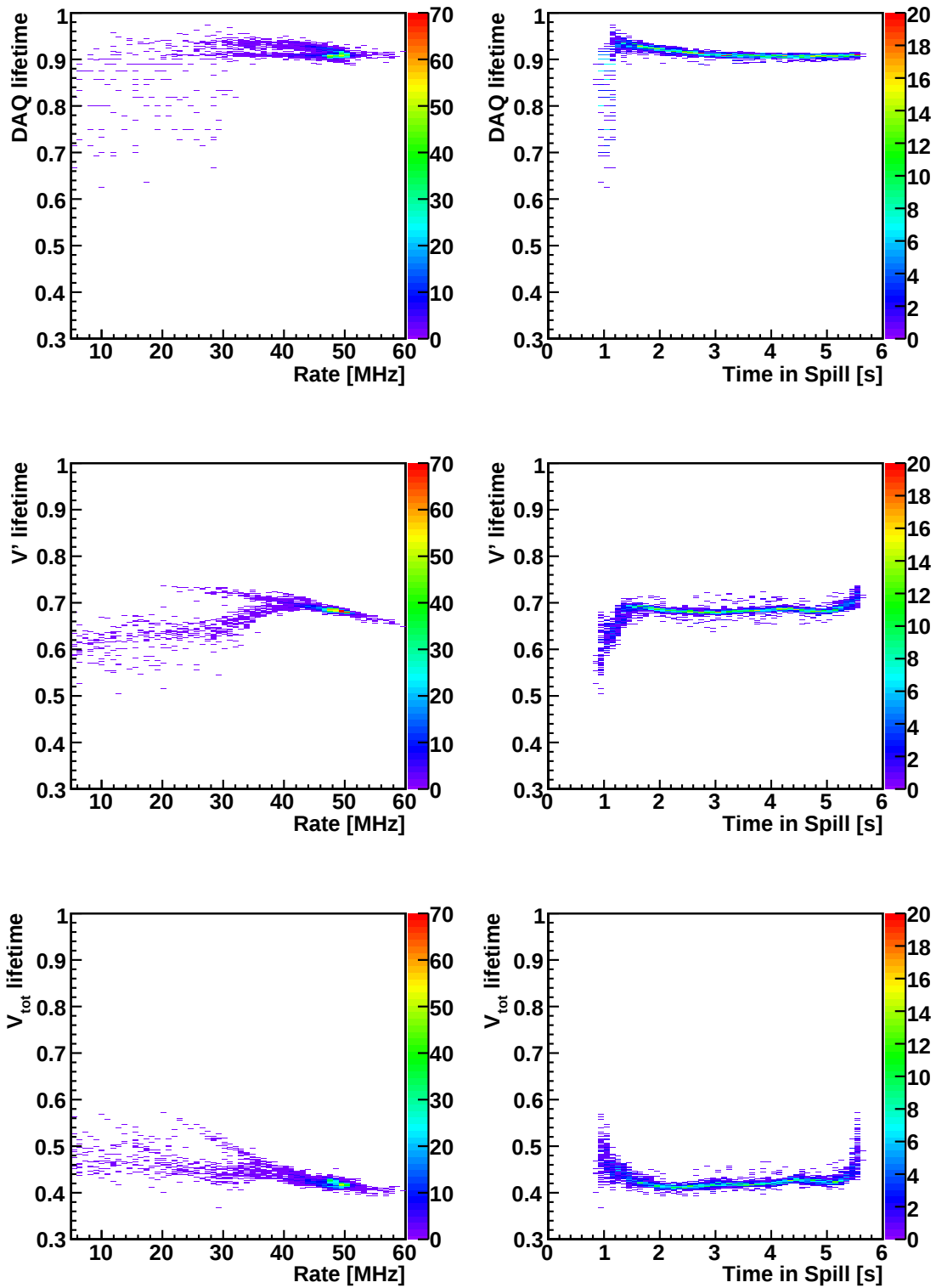


Abbildung 7.9: Links: Darstellung der Lebenszeiten in Abhängigkeit von der Rate des ungegaten SCALER SC02P1sf. Rechts: Darstellung der Lebenszeiten in Abhängigkeit von der Zeit im Spill. Von Oben nach Unten für die DAQ, für V' und für V_{tot} (Die angegebenen Mittelwerte sind nicht mit der Intensität des Strahls gewichtet).

Auch die Lebenszeit von V' zeigt ein solches Verhalten. V_{tot} hingegen hat zu Beginn des Spills eine größere Lebenszeit. Aus den Lebenszeiten der Vetos auf die Güte der Fokussierung des Strahls zu Beginn des Spills zu schließen ist nicht ohne weiteres möglich, da wie weiter oben schon beschrieben die Lebenszeit auch von der Rate der Myonen abhängt⁶.

Die Lebenszeit der DAQ hat bei etwa 1,4 Sekunden ein Maximum und fällt dann, im Einklang mit der Zunahme des Myonenflusses, bis zur Zeit von 3 Sekunden leicht ab. Interessant ist, dass diese dann bis zum Ende des Spills konstant bleibt, also trotz der starken Abnahme der Rate ab Sekunde 5 nicht mehr ansteigt. Im Mittel besitzt die DAQ eine Lebenszeit von $(91,233 \pm 0,001) \%$ ⁷. Der Verlauf von V' ist nach 1,4 Sekunden nahezu konstant und nimmt gegen Ende des Spills deutlich zu. Im Mittel hat das Veto V' eine Lebenszeit von $(68,536 \pm 0,001) \%$. Die Lebenszeit von V_{tot} hingegen ist im Mittel lediglich $(42,365 \pm 0,001) \%$. Sie besitzt bei 2 Sekunden ein lokales Minimum und steigt dann bis 4,5 Sekunden leicht an. Dies ist, da die Rate der Myonen zunimmt, ein Zeichen dafür, dass der Halo des Strahls kleiner wird. Am Ende des Spills nimmt die Lebenszeit mit abnehmender Rate stark zu.

Aus dem Vergleich der drei bestimmten Lebenszeiten geht hervor, dass die Triggerrate im Wesentlichen durch die beiden Vetos V' und V_{tot} limitiert ist. Die Totzeit der DAQ spielt lediglich eine untergeordnete Rolle.

Um abzuschätzen, wie gut die gesamte Lebenszeit durch das Produkt aus Veto-Trigger- und DAQ-Lebenszeit bestimmt wird, wurde die Korrelation zwischen den beiden Größen untersucht. Hierzu wurde in jedem Event die berechneten Lebenszeiten in einer Hitmap mit dem Strahlfluss gewichtet gegeneinander aufgetragen und der Korrelationskoeffizient ρ bestimmt [49]:

$$\rho = \frac{1}{N} \frac{\sum_j (x_j - \bar{x})(y_j - \bar{y})}{\sigma_x \sigma_y} \quad (7.9)$$

Dabei ist N die Anzahl der Einträge der Hitmap, x_j und y_j sind die Lebenszeiten der DAQ bzw. des Vetos, $\bar{x}$ und $\bar{y}$ sind die Mittelwerte und σ_x und σ_y sind die entsprechenden Standardabweichungen.

Die Hitmaps sind in Abb. 7.10 abgebildet. Links ist die Lebenszeit von V' gegen die Lebenszeit der DAQ und rechts entsprechend die von V_{tot} gegen die der DAQ aufgetragen. Man sieht, dass der Korrelationskoeffizient ρ mit 4,56 % und -1,81 % in beiden Fällen zu vernachlässigen ist. Somit ist der systematische Fehler beim Bilden des Produkts zur Bestimmung der gesamten Lebenszeit zu vernachlässigen⁸.

⁶Beispielsweise würde man eine große Veto-Totzeit erhalten, wenn die Myonen in Paketen kommen und immer eines der ersten Myonen eines solchen Paketes einen Veto-Trigger auslöst.

⁷Diese und die folgenden Lebenszeiten von V' und V_{tot} wurden auf Event-Basis mit der jeweiligen Strahlintensität gewichtet gemittelt

⁸Eine Korrelation von 100 % bedeutet, dass die gesamte Lebenszeit durch den kleineren der beiden Werte gegeben ist. Eine Antikorrelation von -100 % hingegen würde bedeuten, dass die gesamte Lebenszeit als die Summe der beiden Werte gegeben ist.

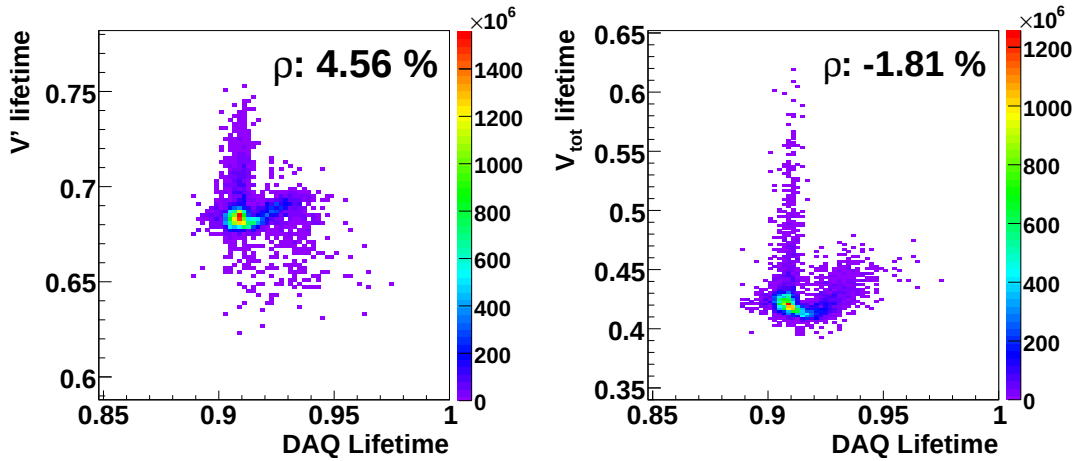


Abbildung 7.10: Links: V' -Lebenszeit gegen DAQ-Lebenszeit. Rechts: V_{tot} -Lebenszeit gegen DAQ-Lebenszeit. Jeder Eintrag wurde mit dem Strahlfluss gewichtet. Der Korrelationskoeffizient ρ ist in beiden Fällen vernachlässigbar klein.

Für die Bestimmung des Myonenflusses wird in jedem Event die Lebenszeit der beiden Vetos und der DAQ bestimmt. Die gesamte Lebenszeit der Datennahme wird als das Produkt aus dem jeweiligen Veto- und der DAQ-Lebenszeit angenommen. Die für jedes Event bestimmte Zählrate in der FI02 wird mit der aktuell berechneten Lebenszeit korrigiert (s. Kap. 7.6).

7.4 Bestimmung der Rate des Crosstalks in der FI02

Eine weitere Korrektur ist die Berücksichtigung, dass ein Myon auf mehreren Kanälen einen Hit hervorrufen kann. Die Ursache hierfür liegt zum einen in der Anordnung der szintillierenden Fasern (vgl. Abb. 3.4). Da ein Kanal aus mehreren hintereinander liegenden Fasern besteht, kann ein Myon je nach Flugrichtung in mehreren Kanälen Energie deponieren. Zum anderen kann durch optisches und elektrisches Übersprechen am Photomultiplier (PM) ebenfalls Energie in mehreren Kanälen deponiert werden. All diese Effekte werden in dieser Arbeit unter dem Begriff ‘Crosstalk’ zusammengefasst und führen zu systematisch zu großen Zählraten.

In der FI02 wird mit einem PSC⁹ der Crosstalk zwischen direkt benachbarten Kanälen elektronisch unterdrückt [25]. Der PSC vergleicht dabei im Falle eines Hits auf zwei benachbarten Kanälen die Amplituden beider Signale und unterdrückt das schwächere Signal. Allerdings verwaltet der PSC jeweils nur die 16 Kanäle eines PM. Das heißt, dass benachbarte Kanäle, die von zwei verschiedenen PM verstärkt werden, nicht miteinander verglichen werden. Für solche ‘Rand-’Kanäle wird deshalb eine deutlich größere Rate an Crosstalk erwartet.

Zur Verdeutlichung dieser Symptomatik ist in Abb. 7.11 links exemplarisch ein Zeitkorrelations-Plot zwischen den Hits auf Kanal 47 und Kanal 48 dargestellt. Diese bei-

⁹PSC = **P**ea**k**-**S**ensing-**C**ircuit

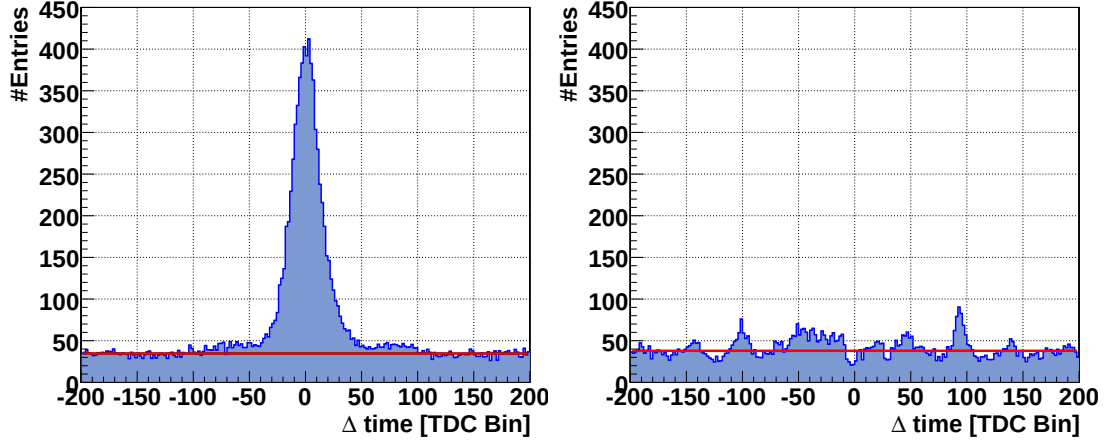


Abbildung 7.11: Zeitkorrelations-Plots zur Veranschaulichung des ‘Peak Sensing’. Links: Korrelation zwischen Kanal 47 und Kanal 48. Rechts: Korrelation zwischen Kanal 49 und Kanal 48. In Rot ist der, durch einen konstanten Fit im Aussenbereich bestimmte, zufällige Untergrund eingezeichnet. Aus dem Vergleich der beiden Spektren wird die Wirksamkeit des PSC deutlich.

den Kanäle werden von zwei verschiedenen PM verstärkt¹⁰. Rechts hingegen ist der Zeitkorrelations-Plot zwischen den Hits auf Kanal 49 und Kanal 48 abgebildet. Diese beiden Kanäle werden vom selben PM verstärkt. Es wurde hierbei jeweils die T_0 korrigierten Zeiten der Hits voneinander abgezogen und aufgetragen. Man erwartet deshalb, dass die durch Crosstalk hervorgerufenen Ereignisse in einem um die Null symmetrischen Peak liegen. Aus dem Vergleich der beiden Spektren wird die Wirksamkeit des PSC deutlich. In Rot ist der, durch einen konstanten Fit im Aussenbereich bestimmte, zufällige Untergrund eingezeichnet. Aus diesen Plots ist es somit möglich, den systematischen Crosstalk von dem zufälligen Untergrund zu separieren.

Allerdings beschränkt sich das Übersprechen des Signals nicht nur auf direkt benachbarte Kanäle. Dies ist deutlich in Abb. 7.12 zu erkennen. Hier wurde für jeden Hit auf Kanal 48 geprüft, ob andere ‘benachbarte’ Kanäle innerhalb einem Zeitintervall von 3σ der Zeitauflösung des Detektors ebenfalls angesprochen haben. Die Auftragung der Kanäle entspricht dem ‘mapping’ der Kanäle auf den PM (vgl. auch Abb. 7.14). Die erste und die letzte Zeile längs der Y-Richtung sind Kanäle von den jeweiligen benachbarten PM. Die inneren 4 mal 4 Pixel sind die 16 Kanäle dieses PM. Man sieht deutlich, dass auch weiter entfernt liegende Kanäle zeitlich korreliert zu Kanal 48 angesprochen haben¹¹. Zur Bestimmung des Crosstalks von Kanal 48 muss deshalb über alle umliegenden Kanäle integriert werden. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass die Crosstalk-Ereignisse, entsprechend der Anzahl der pro Event angesprochenen Kanäle, gewichtet berücksichtigt werden. Dies würde sonst bei der Summation, aufgrund von Mehrfachzählungen, zu einer Überschätzung des Crosstalks führen. Allerdings ist die Bestimmung des Crosstalks aus diesen Daten nur mit einem großen

¹⁰Jeder PM hat 16 Kanäle. Die Kanäle der beiden Ebenen der FI02 wurden jeweils von 0 bis 95 durchnummeriert.

¹¹Hier wurde der zufällige Untergrund noch nicht berücksichtigt.

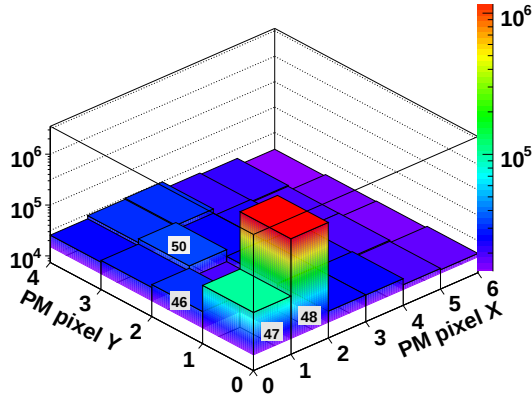


Abbildung 7.12: Crosstalk relativ zu Kanal 48 der X-Ebene. Die erste und die letzte Zeile längs der Y-Richtung sind Kanäle von den jeweiligen benachbarten Photomultiplier.

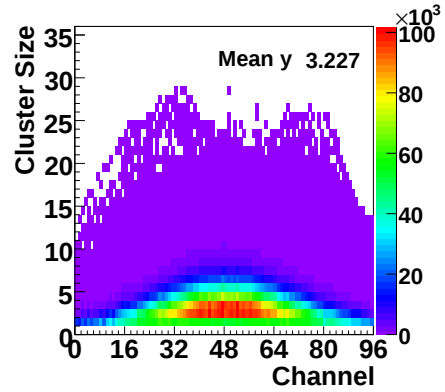


Abbildung 7.13: Clustergröße in der X-Ebene der FI02 für die ‘normale’ Strahlintensität. Für jeden Kanal wurden die 16 Kanäle links und rechts (falls vorhanden) betrachtet.

systematischen Fehler möglich. Dies wird mit Abb. 7.13 ersichtlich. Hier wurde pro Event für jeden Kanal der X-Ebene die Summe der Treffer, der ‘benachbarten’ 16 Kanäle links und rechts (falls vorhanden) gebildet, wenn der betrachtete Kanal einen Hit hatte¹². Über die ganze Ebene gemittelt beträgt die mittlere ‘Clustergröße’ 3,2. Das heißt, dass zusätzlich zu den korrelierten Crosstalk Hits mit einer großen Wahrscheinlichkeit auch zufällige Treffer, hervorgerufen durch andere Myonen, sich ebenfalls mit im betrachteten Bereich befinden. Diese zusätzlichen zufälligen Treffer verfälschen die Gewichte und führen zu einer systematischen Unterschätzung des Crosstalk. Dies ist qualitativ in Abb. 7.14 aufgezeigt. Im oberen Bild sind 2 zeitlich korrelierte Hits dargestellt (angedeutet durch die identischen Kreuze). Die Gewichte betragen in diesem Fall korrekterweise $1/2$. Bei der Summation der jeweils umliegenden Crosstalk Hits erhält man insgesamt $2 \cdot 1/2$, also 1 Hit. Im unteren Bild sind wiederum 2 korrelierte Hits aufgetreten. Diesmal liegt aber auch 1 zeitlich unkorrelierter Hit mit im betrachteten Bereich (angedeutet durch das unterschiedliche Kreuz). Hier betragen die Gewichte jeweils $1/3$. Somit unterschätzt man den Crosstalk um einen Faktor $3/2$, da man diesmal nach der Summation lediglich einen $2/3$ Hit erhält. Zwar wird in den anderen beiden Histogrammen auch der Untergrund entsprechend unterschätzt, aber dies gleicht sich nur aus, wenn diese Konstellation in allen drei Möglichkeiten gleich häufig auftritt. Dass also jedes ‘Paar’ gleichwahrscheinlich durch Crosstalk korreliert anspricht und der übrige Kanal unkorreliert anspricht. Dies wird allerdings, gerade wegen der Systematik des Crosstalks, nur bei wenigen Kanalkombinationen der Fall sein. Zum Beispiel ist in Abb. 7.11 deutlich zu sehen, dass Kanal 48 und 49 praktisch gar nicht korreliert ansprechen, wohingegen Kanal 47 und 48 bevorzugt ansprechen. Es ist also mit einer Ratenabhängigkeit bei der Bestimmung des Crosstalks zu rechnen.

¹²Beispiel: Wenn Kanal 48 einen Hit hat, werden die auf den Kanälen 32 bis 64 aufgetretenen Hits aufsummiert und in den 2D-Plot eingetragen.

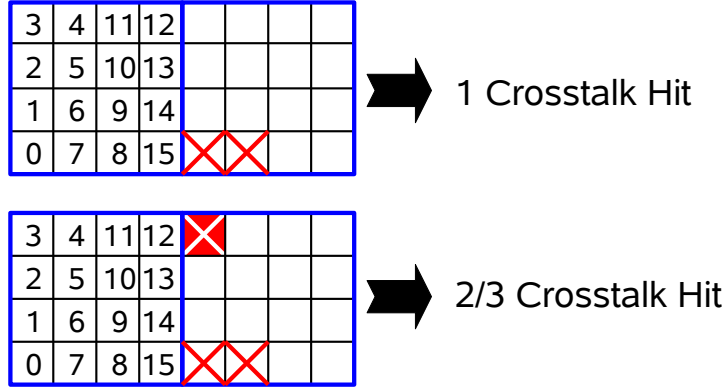


Abbildung 7.14: Beispiel zur systematischen Verfälschung des Crosstalks. Es sind jeweils die Photokathoden von 2 PM abgebildet. Im oberen Bild sind zwei korrelierte Hits dargestellt. Die Gewichte betragen in diesem Fall richtigerweise $1/2$. Im unteren Bild sind drei Hits dargestellt. Hier sind wieder 2 Hits miteinander korreliert, der dritte ist zufällig. Die Gewichte betragen in diesem Fall $1/3$. Man unterschätzt in diesem Fall den Crosstalk um einen Faktor $3/2$.

Deshalb wurden zur Bestimmung des Crosstalks Alignment-Runs analysiert¹³, bei denen die Strahlintensität um einen Faktor 125 reduziert war. Bei diesen Runs hatte die gesamte FI02 im Mittel einen Treffer pro Event. Die Rate der zufälligen Koinzidenzen ist somit vernachlässigbar klein. Dies ist auch deutlich in den Zeitkorrelations-Plots in Abb. 7.15 zu sehen. Hier sind die Korrelationen zwischen den selben Kanälen wie in Abb. 7.11 abgebildet.

Für die Bestimmung des Crosstalks $R_{Xtalk}(i)$ auf Kanal i wurden jeweils die 16 linken und die 16 rechten ‘Nachbar’-Kanäle berücksichtigt (falls vorhanden). Das heißt, es wurden jeweils die Crosstalk-Hits $N_{Xtalk}(j)$ aus diesen 32 Zeitkorrelations-Diagrammen aufsummiert und durch die Gesamtzahl $N_{Sample}(i)$ der Hits auf Kanal i geteilt:

$$R_{Xtalk}(i) = \frac{\sum_{j \in Nachbar(i)} N_{Xtalk}(j)}{N_{Sample}(i)} \quad (7.10)$$

Dies wurde sowohl für alle 96 Kanäle der X-, als auch für alle 96 Kanäle der Y-Ebene durchgeführt. Der Fehler berechnet sich analog zu Gl. (7.6). Das Ergebnis der Analyse ist in Abb. 7.18 dargestellt. Im linken Diagramm ist die Crosstalk-Rate für die Kanäle der X-Ebene und im rechten Diagramm für die Kanäle der Y-Ebene dargestellt. Gewichtet mit dem Strahlprofil erhält man eine mittlere Crosstalk-Rate von 4,08 % für die X-Ebene und von 3,98 % für die Y-Ebene.

Für den physikalischen Run mit voller Strahlintensität hingegen wurde eine mittlere Crosstalk Rate von 2,36 % und 2,30 % für die X- bzw. für die Y-Ebene bestimmt (s. Abb. 7.16). Sie ist also fast einen Faktor 2 geringer. Um sicherzugehen, dass dies

¹³Run 52714, 53307, 53801, 54329 und 54553

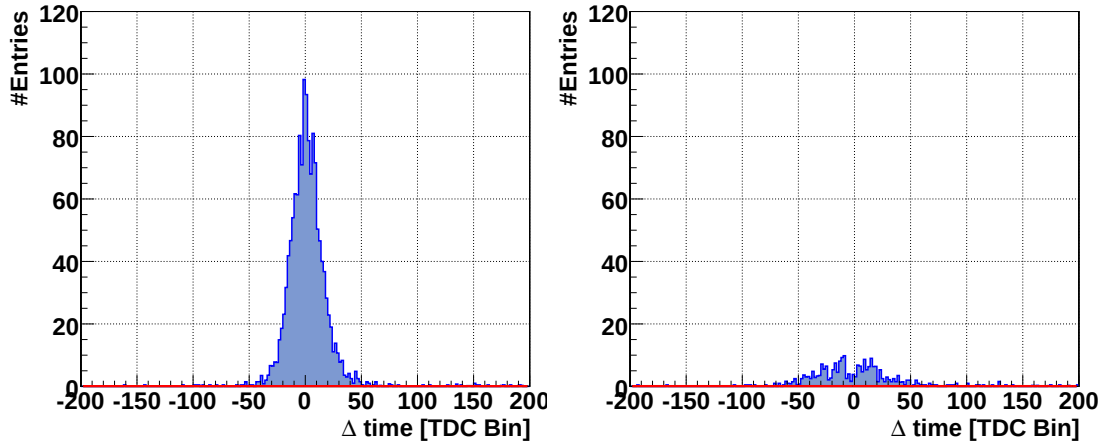


Abbildung 7.15: Zeitkorrelations-Plots zur Bestimmung der Crosstalk-Rate mit Alignment Runs. Links: zeitliche Korrelation der Hits auf Kanal 47 und Kanal 48. Rechts: zeitliche Korrelation der Hits auf Kanal 49 und Kanal 48. Der Untergrund von zufälligen Koinzidenzen ist mit Null verträglich.

durch die diskutierte Ratenabhängigkeit hervorgerufen wird und nicht z.B. von dem unterschiedlichen Trigger-Mix, wurden noch zwei physikalische Runs¹⁴ analysiert, bei denen die Intensität einen Faktor 6 im Vergleich zu einem normalen physikalischen Run reduziert war. Die mittlere ‘Clustergröße’ beträgt für diese Runs 1,5. Da die Verfälschung erst ab einer ‘Clustergröße’ von 2 merklich einsetzen sollte, ist zu erwarten, dass der Crosstalk nur geringfügig unterschätzt wird. Und tatsächlich wird eine mittlere Crosstalk Rate von 3,93 % und 3,89 % für die X- bzw. Y-Ebene erhalten (s. Abb. 7.17).

An den Verläufen in Abb. 7.16 - 7.18 erkennt man, dass der Crosstalk PM abhängig ist, bzw. von der eingestellten Diskriminatorschwelle. In den Diagrammen für die Y-Ebene wird besonders deutlich, dass der Crosstalk auch vom Ort des Pixels auf dem PM abhängt. Insbesondere erkennt man die erhöhte Rate für die Randkanäle, aber auch eine Erhöhung für die zentralen Kanäle auf dem PM. Die niedrige Rate an den Rändern der Ebenen ist auf die geringere Anzahl an Nachbarn zurückzuführen. So ist auch der Anstieg im Bereich von Kanal 0 bis 16 zu erklären und der Abfall von Kanal 80 bis 95. In den Verteilungen der X-Ebene ist dies besonders deutlich zu sehen.

In Tabelle 7.2 sind die, mit dem Strahlprofil des Runs mit normaler Intensität, gewichtet gemittelten Crosstalk Raten für die drei unterschiedlichen Run-Typen nochmal aufgelistet. Als Fehler wurde die Standardabweichung des gewichteten Mittels angegeben.

Die Korrektur des Strahlflusses mit der Crosstalk-Rate wird in der weiteren Analyse mit dem Ergebnis aus den Alignment Runs berechnet. Die Ergebnisse aus den anderen beiden Runs wird in die Abschätzung des systematischen Fehlers mit eingehen (s. Kap. 7.6).

¹⁴Run 53636 und Run 54534

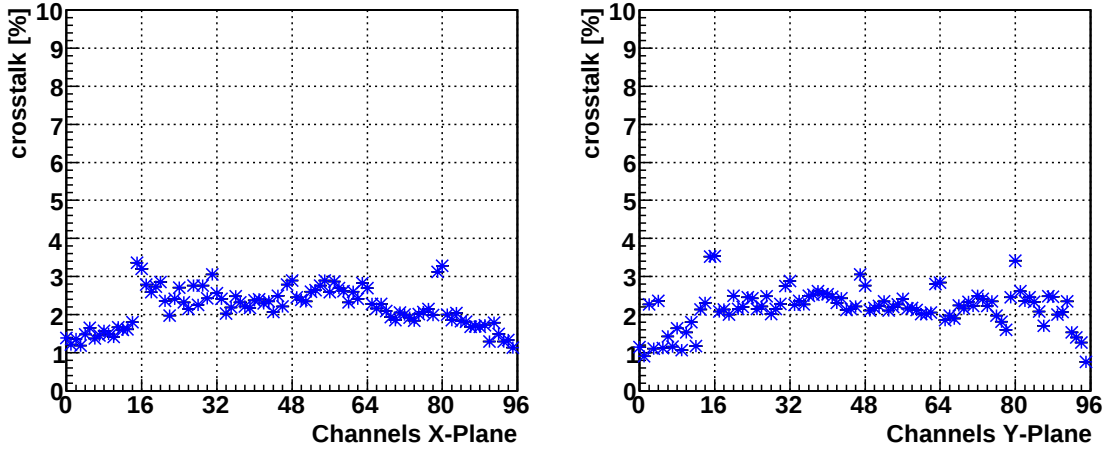


Abbildung 7.16: Crosstalk bestimmt mit einem normalen 'physikalischen' Run ($250 \cdot 10^6$ Myonen/Spill).

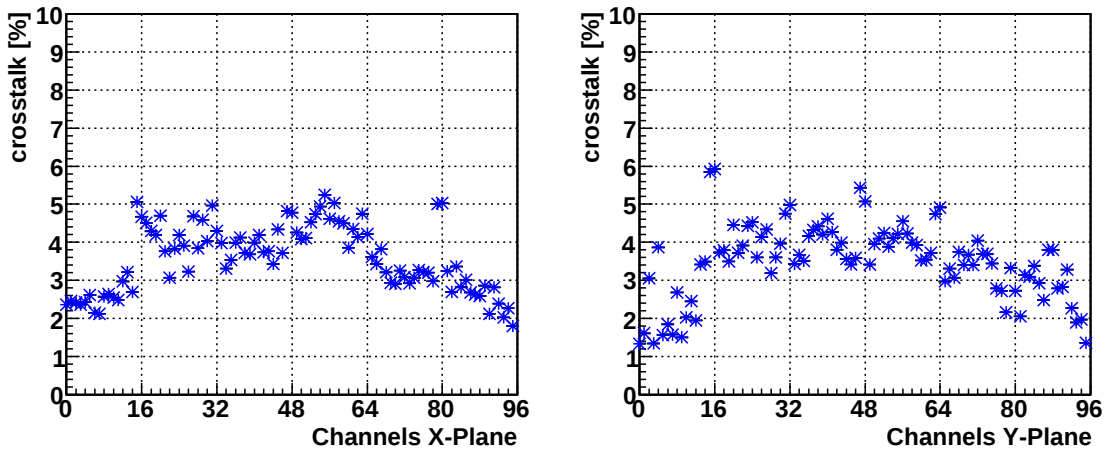


Abbildung 7.17: Crosstalk bestimmt mit zwei 'physikalischen' Runs mit niedriger Intensität ($40 \cdot 10^6$ Myonen/Spill).

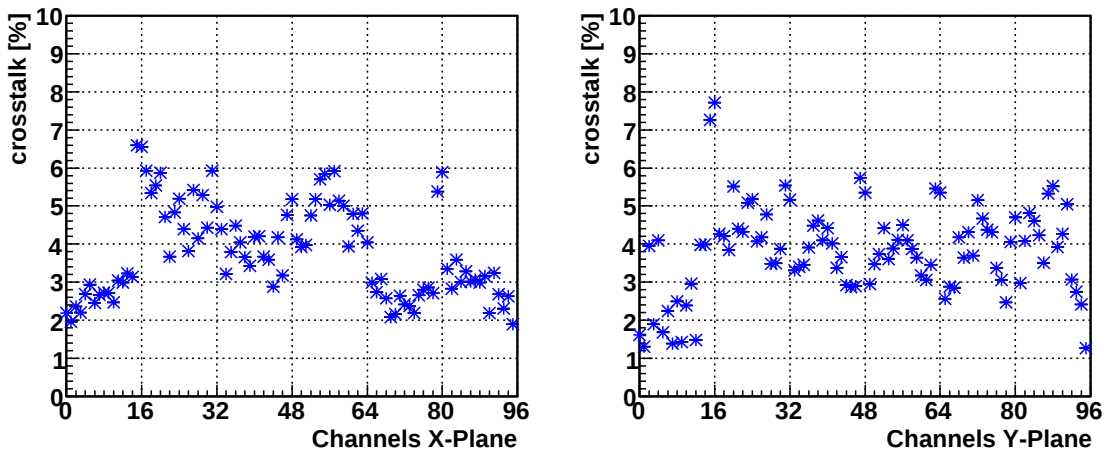


Abbildung 7.18: Crosstalk bestimmt mit Alignment Runs mit sehr niedriger Intensität ($2 \cdot 10^6$ Myonen/Spill).

Tabelle 7.2: Mit dem Strahlprofil gewichtet gemittelter Crosstalk aus drei Runs mit verschiedenen Intensitäten.

Myonen pro Spill 10^6	mittlere Clustergröße	Crosstalk X-Ebene [%]	Crosstalk Y-Ebene [%]
250	3,2	$2,36 \pm 0,02$	$2,30 \pm 0,02$
40	1,5	$3,93 \pm 0,02$	$3,88 \pm 0,02$
2	1	$4,08 \pm 0,02$	$3,98 \pm 0,02$

7.5 Die Ergebnisse

Wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben, wurden alle zur Berechnung des Strahlflusses notwendigen Korrekturfaktoren bestimmt. Zur Bestimmung des wahren Teilchenflusses müssen die Zählraten mit diesen Faktoren gemäß Gl. (7.1) korrigiert werden. Zusätzlich muss noch berücksichtigt werden, dass die Datennahme aufgrund des BoS-Vetos erst nach 1,1574 Sekunden startet. Dieser Startpunkt ist nur indirekt über das erste aufgezeichnete physikalische Event im Spill zugänglich. Um einen Eindruck über die Größe der Ungenauigkeit dieses Zeitpunktes zu erhalten, wurde die zeitliche Verteilung des Starts der Datennahme bestimmt (s. Abb. 7.19).

Zunächst fällt auf, dass die Verteilung symmetrisch ist. Das deutet darauf hin, dass nicht unmittelbar nach Wegnahme des Vetos ein Trigger ausgelöst wird. Der so bestimmte Zeitpunkt wird somit systematisch zu größeren Zeiten hin verschoben sein. Dieser zeitliche Abstand wird dabei größer sein als die Breite der Verteilung von $37 \mu s$. Der so verursachte Fehler ist allerdings vernachlässigbar klein¹⁵. Diese Unsicherheit könnte leicht ausgeräumt werden, indem man mit der Wegnahme des Vetos einen ‘künstlichen’ Trigger auslöst. So wäre der Startpunkt der Datennahme und somit der Offset der Zählerstände eindeutig bestimmt.

In Abb. 7.20 ist der mit der X- und der Y-Ebene bestimmte Strahlfluss durchs Target gegen die Zeit im Spill für die drei verschiedenen Vetos aufgetragen. Die Zählraten wurden jeweils auf Eventbasis mit den in den vorherigen Kapiteln bestimmten Faktoren korrigiert. Es fällt auf, dass die X-Ebene systematisch größere Raten als die Y-Ebene misst. In Tabelle 7.3 sind die über den Run mit der Strahlintensität gewichtet gemittelten Flüsse durch das Target aufgelistet. Die relativen statistischen Fehler betragen jeweils etwa 0,2 %.

In Tabelle 7.4 sind zur Übersicht die mittleren Korrekturfaktoren aufgelistet. Die kanalabhängigen Faktoren, wie $R_{Target,XY}(r)$ und $R_{Xtalk,XY}(r)$ wurden hierzu mit dem

¹⁵Der Anteil der Myonen hingegen, der durch das BoS-Veto verworfen wird beträgt 4,82 %. Er ist also durchaus nicht zu vernachlässigen.

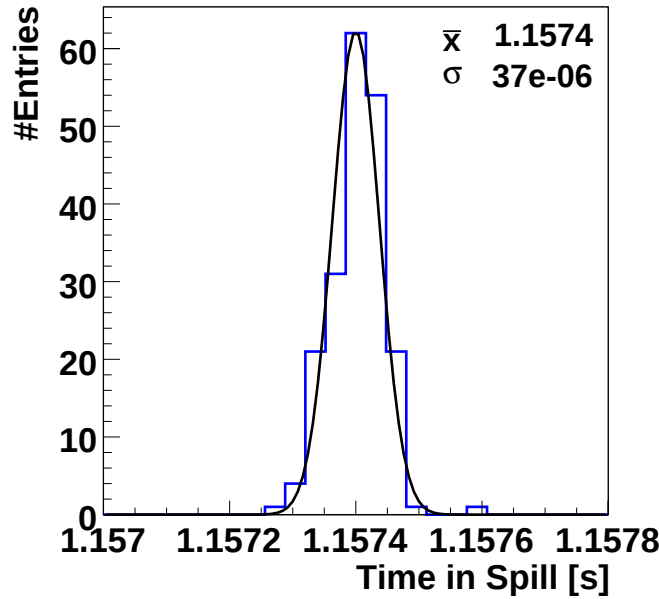


Abbildung 7.19: Zeitverteilung des jeweils ersten ausgelesenen Events pro Spill.

Strahlprofil gewichtet gemittelt. Die Lebenszeiten der drei Vetos wurden über den ganzen Run mit der jeweiligen Strahlintensität gewichtet gemittelt.

In Tabelle 7.5 sind zum Vergleich die Abweichungen von den exakt berechneten Werten angegeben, die auftreten, wenn der Strahlfluss durchs Target mit den in Tabelle 7.4 aufgelisteten mittleren Korrekturfaktoren bestimmt wird. Hier bedeutet ein negatives Vorzeichen, dass mit den gemittelten Faktoren ein größerer Strahlfluss bestimmt wurde. Man erkennt, dass die Berechnung mit dem mittleren Wert für die Rate durch das Target die größte Abweichung liefert. Verglichen mit dem relativen Fehler der exakten Berechnung von 0,2 % ist die Übereinstimmung immer noch sehr gut. Die Abweichung der anderen Werte ist vernachlässigbar klein.

7.6 Die systematischen Unsicherheiten

Wie im vorherigen Kapitel gesehen, sind die relativen statistischen Fehler mit 0,2 % sehr klein. In diesen Fehlern stimmt der mit der X-Ebene bestimmte Strahlfluss nicht mit dem mit der Y-Ebene bestimmten überein. Allerdings müssen noch systematische Unsicherheiten berücksichtigt werden, die von der Methode der Bestimmung der Korrekturfaktoren herrühren. Da zu dem Zeitpunkt der Analyse nicht mehr Daten verfügbar waren, können diese im Rahmen dieser Arbeit allerdings nur grob abgeschätzt werden.

Die Bestimmung der Rate durchs Target hängt entscheidend von der Position des Targets ab. Um dies zu untersuchen, wurde in der Analyse das gesamte Target um 0,5 mm entgegen der X-Richtung und um 0,5 mm in Y-Richtung verschoben. Nach den Erkenntnissen von Kapitel 7.1 bedeutet dies, dass das Target in Richtung des Strahlmaximums geschoben wurde. Wie zu erwarten, wurde mit dieser neuen Position für beide Ebenen

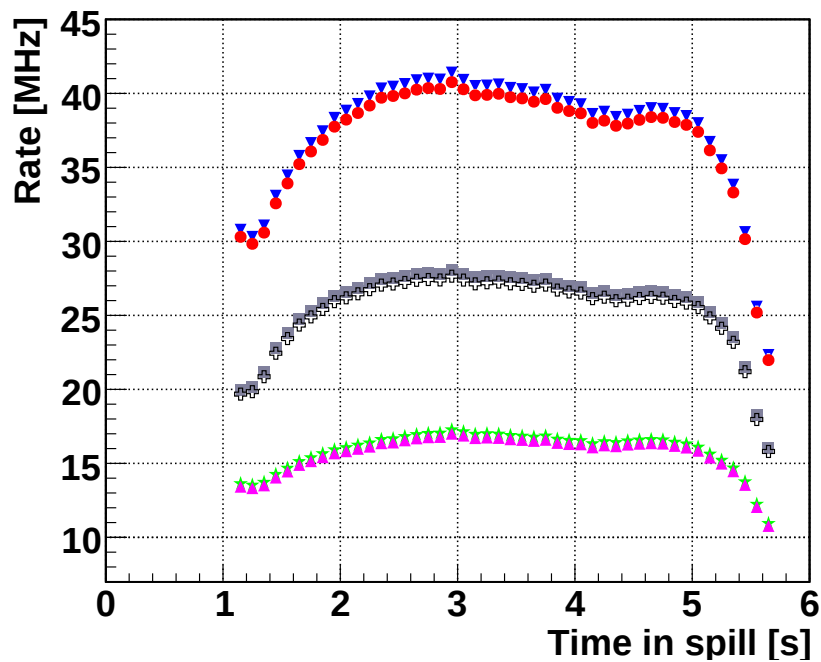


Abbildung 7.20: Mit der X- und Y-Ebene der FI02 bestimmter Strahlfluss durchs Target aufgetragen gegen die Zeit im Spill für die drei Vetos. In blauen (auf der Spitze stehenden) Dreiecken und roten Kreisen ist die mit dem ‘DAQ-BUSY’ gegatete Zählrate der X- bzw der Y-Ebene eingezeichnet. In grauen Quadraten und schwarzen Kreuzen ist die mit $DAQ \& V'$ gegatete Zählrate und in grünen Sternen und magenta Dreiecken die mit $DAQ \& V_{tot}$ gegatete Zählrate eingezeichnet.

Tabelle 7.3: Mit der X- bzw. Y-Ebene der FI02 bestimmter mittlerer Strahlfluss durchs Target in Abhängigkeit der drei Vetos. Sie sind das mit der Strahlintensität gewichtete Mittel der auf Eventbasis bestimmten Raten. Die Zeit, in der physikalische Trigger akzeptiert wurden, beträgt für den untersuchten Run 870,91 Sekunden.

Veto	mittlerer Strahlfluss durchs Target	
	X-Ebene [MHz]	Y-Ebene [MHz]
kein	$41,04 \pm 0,06$	$40,56 \pm 0,06$
DAQ	$37,44 \pm 0,06$	$37,00 \pm 0,06$
$DAQ \& V'$	$25,65 \pm 0,04$	$25,35 \pm 0,04$
$DAQ \& V_{tot}$	$15,85 \pm 0,03$	$15,67 \pm 0,03$

Tabelle 7.4: Auflistung der mittleren Korrekturfaktoren. Die Faktoren $R_{Target,XY}(r)$ und $R_{Xtalk,XY}(r)$ wurden mit dem Strahlprofil gewichtet gemittelt. Die Lebenszeiten wurden über den ganzen Run mit der Strahlintensität gewichtet gemittelt.

Faktor	X-Ebene [%]	Y-Ebene [%]
$\bar{R}_{Target}$	$75,510 \pm 0,015$	$74,162 \pm 0,015$
$1 / \epsilon$	$107,80 \pm 0,02$	$106,08 \pm 0,02$
$1 - \bar{R}_{Xtalk}$	$95,923 \pm 0,015$	$96,022 \pm 0,015$
$\bar{R}_{Life}(DAQ)$	$91,233 \pm 0,001$	
$\bar{R}_{Life}(DAQ \& V')$	$62,525 \pm 0,001$	
$\bar{R}_{Life}(DAQ \& V_{tot})$	$38,644 \pm 0,001$	

Tabelle 7.5: Abweichung des berechneten Strahlflusses durchs Target vom exakt berechneten Wert durch Verwendung der mittleren Korrekturfaktoren (s. Tab. 7.4). Ein negatives Vorzeichen bedeutet, dass der mit dem mittleren Korrekturfaktor berechnete Wert größer ist als der exakt berechnete.

Faktor	Abweichung X-Ebene [%]	Abweichung Y-Ebene [%]
$\bar{R}_{Target}$	-0,339	0,208
$1 / \epsilon$	0	0
$1 - \bar{R}_{Xtalk}$	0,0002	-0,0009
$\bar{R}_{Life}(DAQ)$	0,002	
$\bar{R}_{Life}(DAQ \& V')$	-0,017	
$\bar{R}_{Life}(DAQ \& V_{tot})$	-0,034	

ein größerer Faktor $\bar{R}_{Target}$ erhalten. Die Zunahme beträgt für die X- und die Y-Ebene 0,89 % bzw. 0,69 %. Wie schon besprochen war die Rate des Beam-Triggers, für die kanalweise Bestimmung der Rate durchs Target, zu gering. Es wäre deshalb ratsam den ‘Prescale’-Faktor des Beam-Triggers, zumindest für ausgewählte Runs, zu reduzieren¹⁶, so dass die kanalweise Bestimmung durch die größere Statistik ermöglicht wird. Mit dieser genaueren Bestimmung könnten die systematischen Unsicherheiten, die von der relativen Position von Strahl und Target stammen, weiter reduziert werden. Desweiteren muss betont werden, dass bei der Bestimmung der Rate der Teilchen die das Target durchqueren nicht auf den Impuls der Teilchen geschnitten wurde. Dies muss entsprechend berücksichtigt werden, falls bei der Analyse der Daten auf den Impuls des Strahlteilchens geschnitten wird.

Die systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der Effizienz wurde schon in Kapitel 7.2 besprochen. Diese beträgt 1,09 % für beide Ebenen. Sie berücksichtigt den Unterschied der, durch zwei unterschiedliche Methoden, bestimmten Effizienzen. Auch diese große Unsicherheit kann sicherlich durch eine genauere Analyse wesentlich verkleinert werden. Eine weitere Verbesserung würde eine kanalabhängige Analyse der Effizienz und somit die Berücksichtigung der ortsabhängigen Intensität bringen (s. Abb. 7.1). Desweiteren muss noch überprüft werden, auf welchen Zeitskalen die Effizienz variiert.

Bei der Bestimmung der Lebenszeit sind die systematischen Unsicherheiten vernachlässigbar klein. Denn durch die Bildung der Quotienten (s. Gl. 7.7) heben sich systematische Effekte in erster Näherung auf. Auch wurde gezeigt, dass der Unterschied zwischen der direkt gemessenen gesamten Lebenszeit und dem Produkt der einzelnen Lebenszeiten vernachlässigbar klein ist (s. Kap. 7.3). Dies sollte in der nächsten Strahlzeit, mit einem ordnungsgemäß verkabelten ‘DAQ-BUSY’-Signal, auch durch die direkte Messung bestätigt werden. Im Rahmen der Analyse wurde festgestellt, dass die Messung von V_{tot} gewisse Unsicherheiten aufweist (s. Kap. 7.3), deren Größenordnung jedoch nicht abgeschätzt werden kann. Auf jeden Fall muss vor der nächsten Strahlzeit die Verkabelung dieses Zählers überprüft werden. Insgesamt wird angenommen, dass diese systematischen Unsicherheiten im Vergleich zu den Unsicherheiten der anderen Faktoren vernachlässigt werden können.

Allerdings sollte noch untersucht werden, wie stark die bestimmte Lebenszeit von dem ‘timing’ der Veto-Signale abhängt. Dies kann man überprüfen, indem man das Gate-Signal verzögert und mit einem Referenz-SCALER weiterhin die Signale vom nicht verzögerten Gate zählt. Aus dem Unterschied der Zählraten erhält man dann die Unsicherheit des ‘timing’.

Die Bestimmung des Crosstalks zeigte, dass diese von der Intensität des Strahlflusses abhängt. Hier konnte, da die Gewichte von dem unkorrelierten Untergrund verfälscht werden (s. Kap. 7.4), qualitativ gezeigt werden, dass diese Abweichungen prinzipiell zu erwarten sind. Ob allerdings die Crosstalk-Rate auch detektorbedingt mit steigender Strahlintensität abnimmt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht abgeschätzt werden. Denn da die Effizienz ratenabhängig ist, könnte sich dies auch auf den Crosstalk übertragen. Um dies auszuschließen, müsste der Crosstalk am Computer für verschiedene

¹⁶Der Beam-Trigger wird mit dem maximal möglichen Faktor von 99999 unterdrückt. Somit wird nur jeder 99999-te Beam-Trigger akzeptiert.

Raten simuliert und die erhaltene Abhängigkeit mit den gemessenen Werten verglichen werden. Da diese Analyse im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war, wurde der systematische Fehler konservativ abgeschätzt, indem er als die Abweichung zwischen den Werten des 'physikalischen' Runs mit normaler Intensität und den 'Alignment' Runs angenommen wurde. Die Abweichungen der Werte für $(1 - \bar{R}_{Xtalk})$ betragen für die X- und die Y-Ebene 1,79 %, bzw. 1,75 %.

Der gesamte systematische Fehler berechnet sich, da die angegebenen Unsicherheiten nicht miteinander korreliert sind, analog zum statistischen Fehler gemäß des Fehlerfortpflanzungsgesetzes als Wurzel der quadratischen Summe der relativen Fehler (vgl. Gl. 7.2). Man erhält somit einen systematischen Fehler auf den bestimmten Strahlfluss von 2,3 % für die X-Ebene und von 2,2 % für die Y-Ebene (s. Tab. 7.6). Innerhalb dieser Fehler stimmt der mit den beiden Ebenen bestimmte Strahlfluss durchs Target gut überein.

Allerdings muss hier nochmals betont werden, dass die systematischen Fehler für die Lebenszeit nicht berücksichtigt wurden. Eine genauere Analyse der Unsicherheiten basierend auf mehr Daten (was im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war) wird den systematischen Fehler sicherlich noch signifikant verkleinern.

In Tabelle 7.7 sind die für den Run 52613 bestimmten Strahlflüsse durchs Target für die drei Vetos mit ihren statistischen und systematischen Fehlern angegeben. Hier wurde jeweils der Mittelwert aus dem mit der X- und mit der Y-Ebene bestimmten Wert gebildet. In der letzten Spalte ist zudem angegeben für welchen Trigger-Typ der jeweils ermittelte Strahlfluss gilt.

Tabelle 7.6: Systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung des Strahlflusses. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Lebenszeiten sind vernachlässigbar klein und werden deshalb nicht berücksichtigt.

Faktor	systematische Unsicherheit	
	X-Ebene [%]	Y-Ebene [%]
$\bar{R}_{Target}$	0,89	0,69
$1 / \epsilon$	1,09	1,09
$1 - \bar{R}_{Xtalk}$	1,79	1,75
Gesamt	2,28	2,17

Tabelle 7.7: Ergebnis der Messung des Strahlflusses für Run 52613. In der letzten Spalte ist der Trigger-Typ angegeben, für den der ermittelte Strahlfluss gilt. Die Zeit, in der physikalische Trigger akzeptiert wurden, beträgt für den untersuchten Run 870,91 Sekunden.

Veto	Mittlerer Strahlfluss durchs Target [MHz]	Trigger
kein	$40,80 \pm 0,04_{stat} \pm 0,94_{syst}$	kein
DAQ	$37,22 \pm 0,04_{stat} \pm 0,86_{syst}$	inner
DAQ & V'	$25,50 \pm 0,03_{stat} \pm 0,59_{syst}$	ladder
DAQ & V_{tot}	$15,76 \pm 0,02_{stat} \pm 0,36_{syst}$	middle, outer

8. Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, den absoluten Strahlfluss bei COMPASS präzise zu bestimmen. Hierfür wird ein Hodoskop mit szintillierenden Fasern verwendet, welches bisher lediglich zur Spurrekonstruktion genutzt wurde.

Durch die Entwicklung der LVDS-Splitter, mit Hilfe derer die elektrischen Signale des Detektors aktiv geteilt werden, ist es weiterhin möglich die Zeiten der Hits mit TDC zu messen und zusätzlich deren absolute Anzahl mit SCALER zu zählen. Somit trägt der Detektor weiterhin zur Spurrekonstruktion bei und misst seit der Strahlzeit 2006 zusätzlich die Gesamtzahl der durch ihn hindurchgeflogenen Teilchen.

Für die Auslese der Zählerstände der SCALER wurde ein auf dem radioaktiven Zerfall basierender Zufalls-Trigger in Betrieb genommen. Die Analyse der zeitlichen Zufälligkeit seiner Signale zeigte, dass diese mindestens bis zur vierten Ordnung zufällig sind. Dies stellt sicher, dass die ausgelesenen Zählerstände ein statistisches Ensemble bilden, bei dem sich mögliche periodische Strukturen des Strahls im Mittel aufheben.

Die LVDS-Splitter wurden, bevor sie ins Experiment integriert wurden, intensiv in Verbindung mit TDC-CMC und SCALER-CMC getestet. Insbesondere wurde gezeigt, dass der zusätzliche Zeit-Jitter der LVDS-Splitter sehr gering ist und sich die Zeitauflösung des Detektors um lediglich 0,74 % verschlechtert, die Spurrekonstruktion wird somit nicht störend beeinflusst. Desweiteren wurde gezeigt, dass die Verbindung aus LVDS-Splitter und SCALER-CMC pro Kanal Raten von bis zu 250 MHz verlustfrei zählt und somit bestens zur Bestimmung des intensiven Strahlflusses bei COMPASS geeignet ist, da hier Raten von maximal 1,3 MHz pro Kanal auftreten.

Für die Bestimmung des Strahlflusses aus den so gewonnenen Daten wurden die systematischen Faktoren berücksichtigt, die die Eigenschaften des Detektors beachten. Hierbei ist es von Vorteil, dass der Detektor durch die Verwendung der LVDS-Splitter weiterhin mit TDC ausgelesen wird. So konnten aus den TDC-Zeitspektren die Effizienz und der Crosstalk direkt bestimmt und die systematischen Unsicherheiten im Detail studiert werden. Desweiteren wurde die Rate der Teilchen, die das Target durchfliegen bestimmt und die Totzeit der Datennahme berücksichtigt.

Eine umfassende Studie der systematischen Unsicherheiten dieser Faktoren liefert eine Bestimmung des Strahlflusses auf bis zu 2,3 % Genauigkeit. Beispielsweise wurde exemplarisch für einen mit dem ‘inner’-Trigger aufgezeichneten Datensatz ein mittlerer Strahlfluss durchs Target von $\Phi_{Target} = (37,22 \pm 0,04_{stat} \pm 0,86_{sys})$ MHz bestimmt.

Desweiteren wurde im Rahmen dieser Arbeit die letzte fehlende Komponente (TCS-VME-Adapter) eines komplett in Freiburg entwickelten Triggerverteiler-Systems entwickelt. Dieses Triggerverteiler-System ermöglicht es, auch in anderen, kleineren Ex-

perimenten die Freiburger Auslese-Elektronik einzusetzen. Ausführliche Tests der Leistungsfähigkeit des Systems zeigten, dass es eine äußerst präzise Zeitmessung ermöglicht.

Simultan mit der Entwicklung und dem Bau der Hardware des TCS-VME-Adapters und des LVDS-Splitters, wurde eine Software geschrieben, die individuell und effektiv die in Freiburg produzierte Elektronik testet. Grundlage dieses Tests per Computer ist das in Freiburg aufgebaute Datennahmesystem, mit dem exakt vorhersagbare Datenstrukturen generiert werden können und somit die Analyse per Software ermöglicht. So kann jeder Kanal der in Freiburg produzierten Elektronik automatisiert und mit großer statistischer Aussagekraft getestet und charakterisiert werden. Die individuellen Testroutinen wurden in Form von Testprotokollen festgehalten. So werden alle in Freiburg produzierten Elektronik-Komponenten intensiv und zuverlässig getestet, bevor sie im Experiment zum Einsatz kommen.

A. Schaltpläne des TCS-VME-Adapter

A.1 Liste der verwendeten Bauteile

- MC100EPT23 (3,3V Dual Differentieller LVPECL/LVDS in LVTTTL Konverter)
- MC100EL11 (5,0 V ECL 1:2 Differentieller Fanout Puffer)
- MC100ELT23 (5V Dual Differentieller PECL in TTL Konverter)
- 74AS04 (invertierender TTL Treiber)
- LM1085-3,3 (3A Low Dropout Positive Regulators)
- EMI Stecker 96-polig gewinkelt
- Flachbandstecker 10-polig gewinkelt
- LEMO-Buchsen gewinkelt

Alle für das Projekt relevanten Daten sind archiviert unter:

- @pcfr31:/compass/boards/tcs-vme-adapter

A.2 Logischer Schaltplan

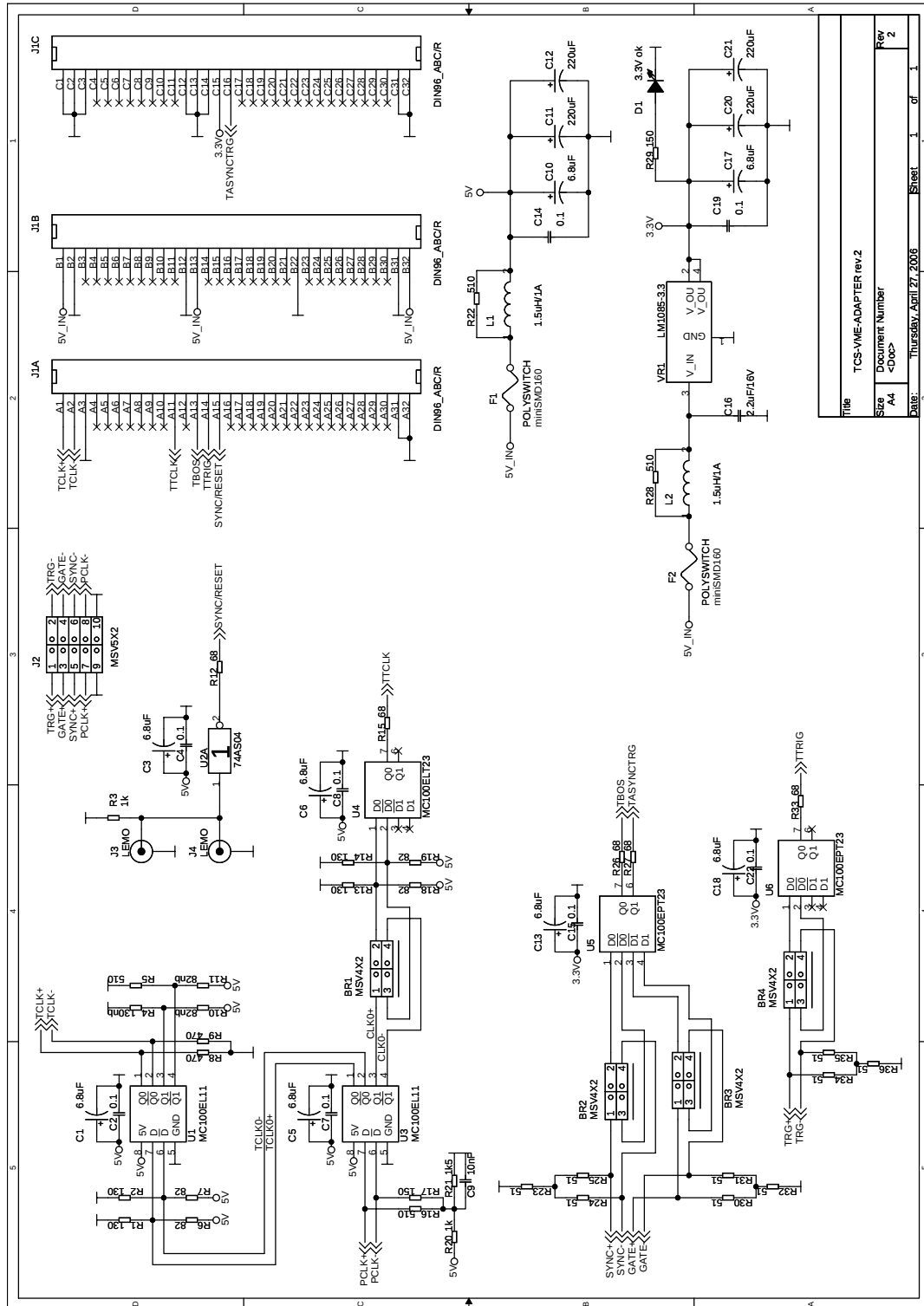


Abbildung A.1: Logische Schaltung des TCS-VME-Adapters.

A.3 Gerber Files

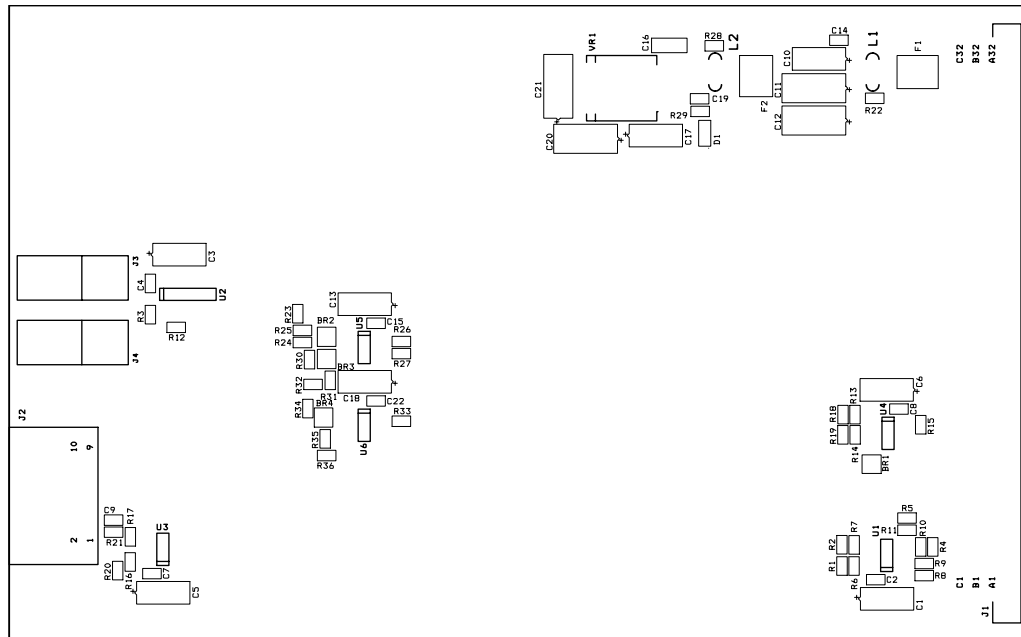


Abbildung A.2: Bestückungsplan des TCS-VME-Adapters.

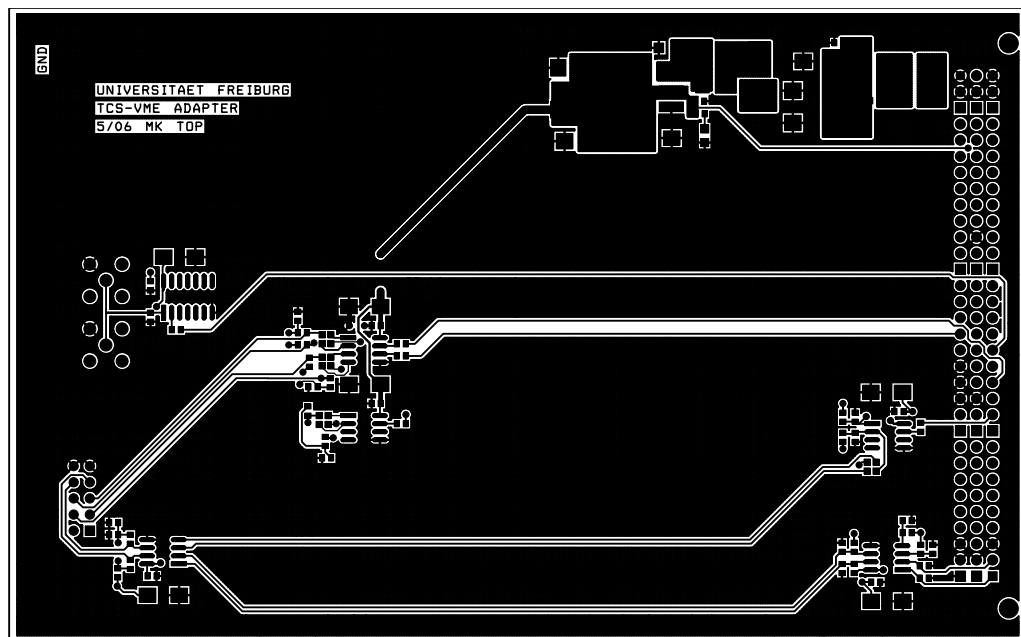


Abbildung A.3: Erste Lage des TCS-VME-Adapters (GND).

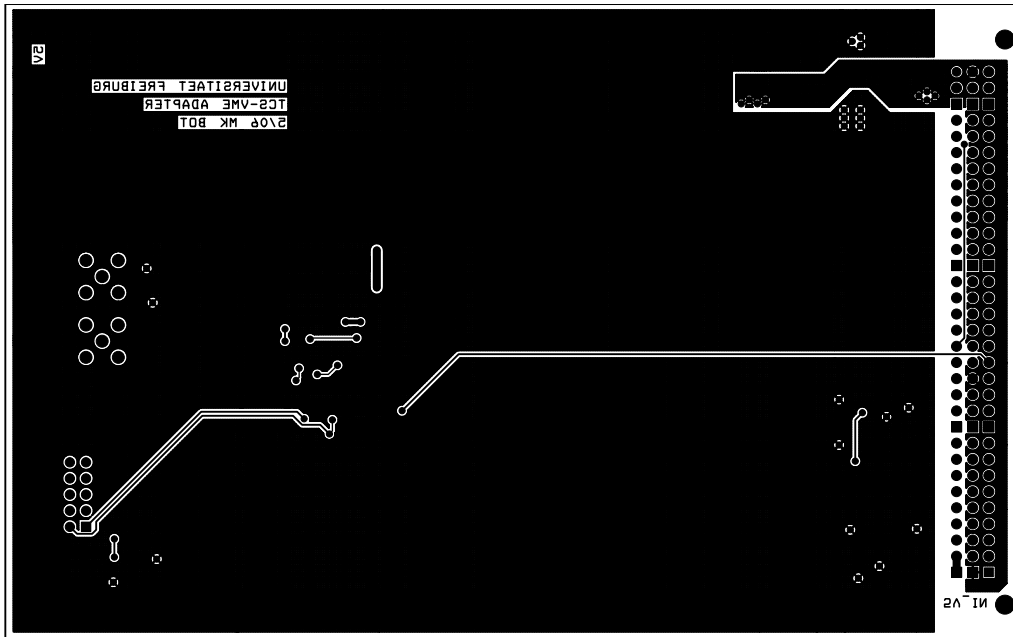


Abbildung A.4: Zweite Lage des TCS-VME-Adapters (5V).

B. Das D-Flip-Flop Add-On Projekt

B.1 Logischer Schaltplan

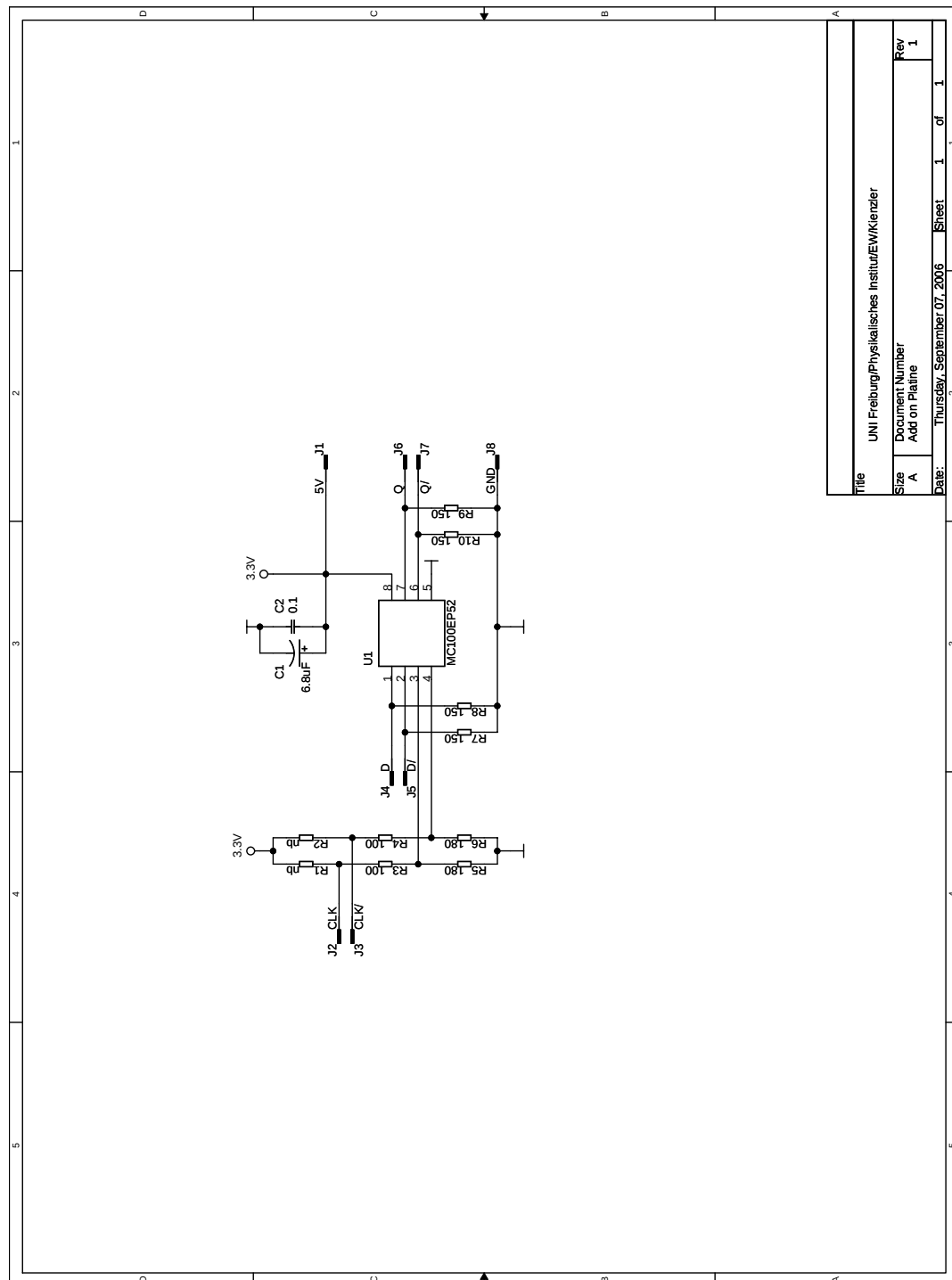


Abbildung B.1: Logische Schaltung der D-Flip-Flop Add-On Platine.

B.2 Gerber Files

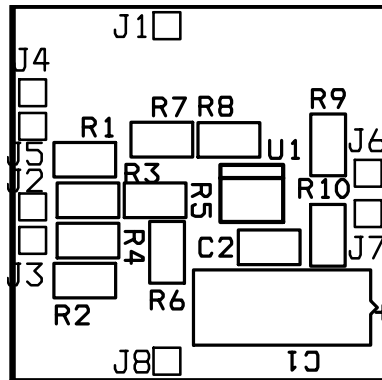


Abbildung B.2: Bestückungsplan der D-Flip-Flop Add-On Platine.

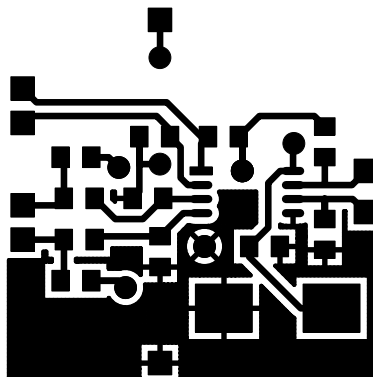


Abbildung B.3: Erste Lage der D-Flip-Flop Add-On Platine (GND).

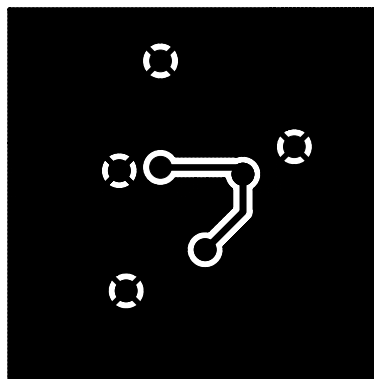


Abbildung B.4: Zweite Lage der D-Flip-Flop Add-On Platine (3,3V).

B.3 Liste der verwendeten Bauteile

- MC100EP52 (3,3V / 5V ECL Differentielles Daten und Clock D Flip-Flop)

B.4 Integration in den Schaltkreis

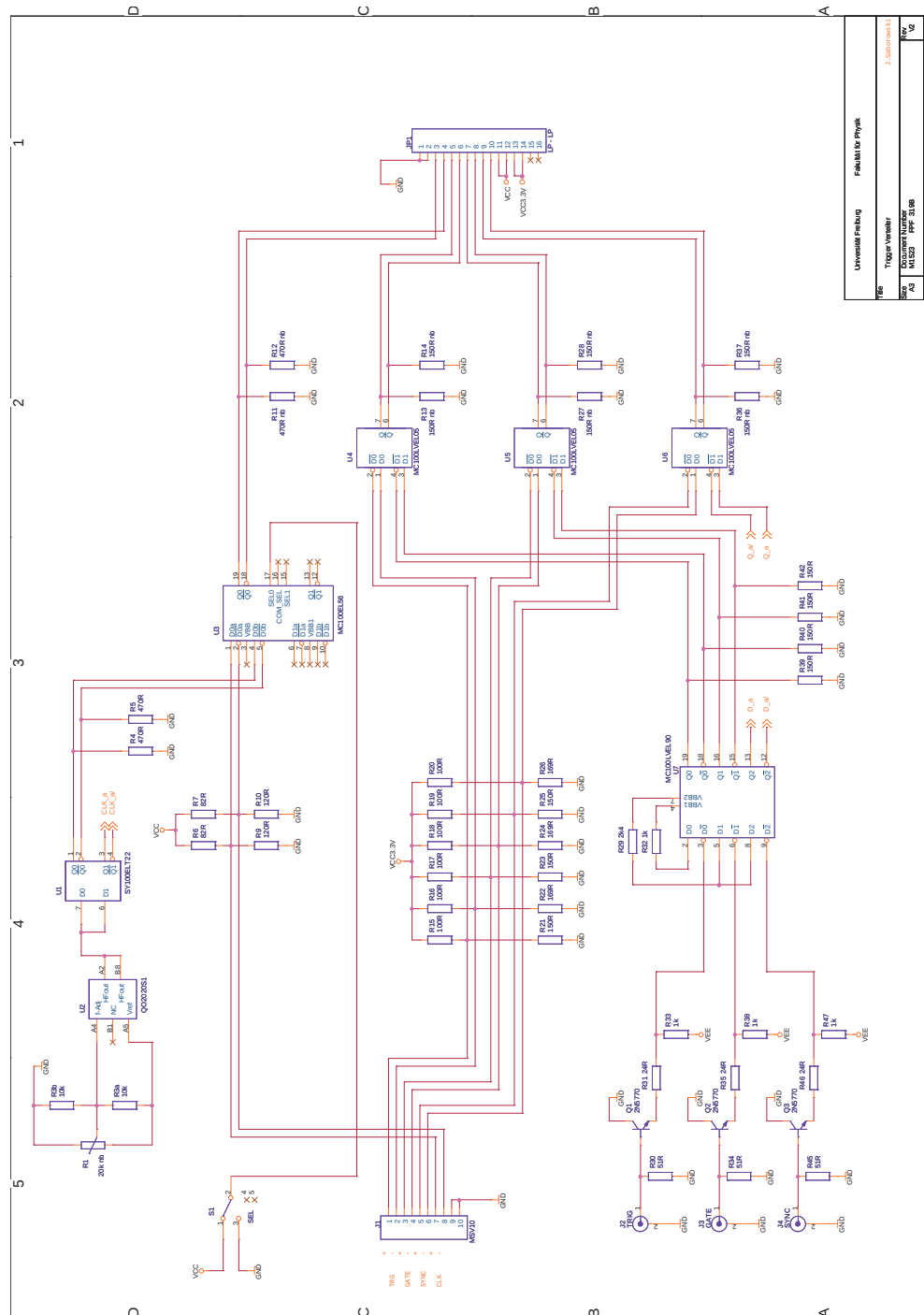


Abbildung B.5: Integration der Add-On-Platine in den Schaltkreis des Triggerverteiler-Moduls. Die Clock wird am TTL in PECL Konverter U1 abgegriffen (CLK_a, CLK_a/). Das BoS wird am U7 (D_a, D_a/) abgegriffen und am U6 synchronisiert wieder eingespeist (Q_a, Q_a/; Signale müssen aufgrund der invertierten Logik vertauscht werden).

C. Schaltpläne der LVDS-Splitter-Platine

C.1 Liste der verwendeten Bauteile

- SN65LVDT250 (LVDS 4x4 Crosspoint Switch)
- Stecker 68-polig (KEL) für die Platinenmontage; female (receptable) und male (plug) Stecker gewinkelt, male (plug) Stecker gerade.
- MOLEX Mini-Fit jr right angle (Stecker 2-polig zur Stromversorgung der Platine)

Alle für das Projekt relevanten Daten sind archiviert unter:

- @pcfr31:/compass/boards/lvds-splitter

C.2 Logischer Schaltplan

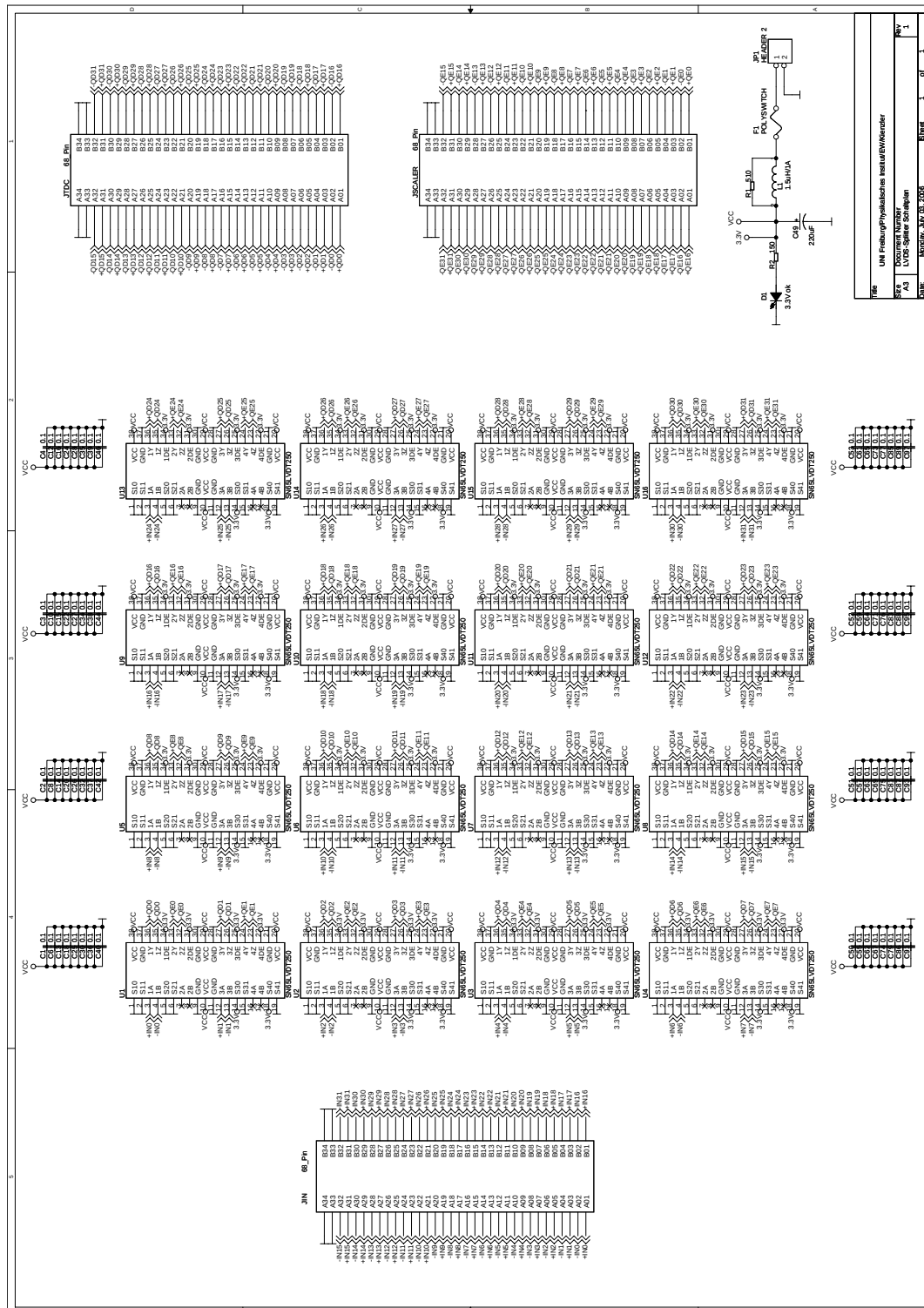


Abbildung C.1: Logische Schaltung des LVDS-Splitters.

C.3 Gerber Files



Abbildung C.2: Bestückungsplan der LVDS-Splitter-Platine.

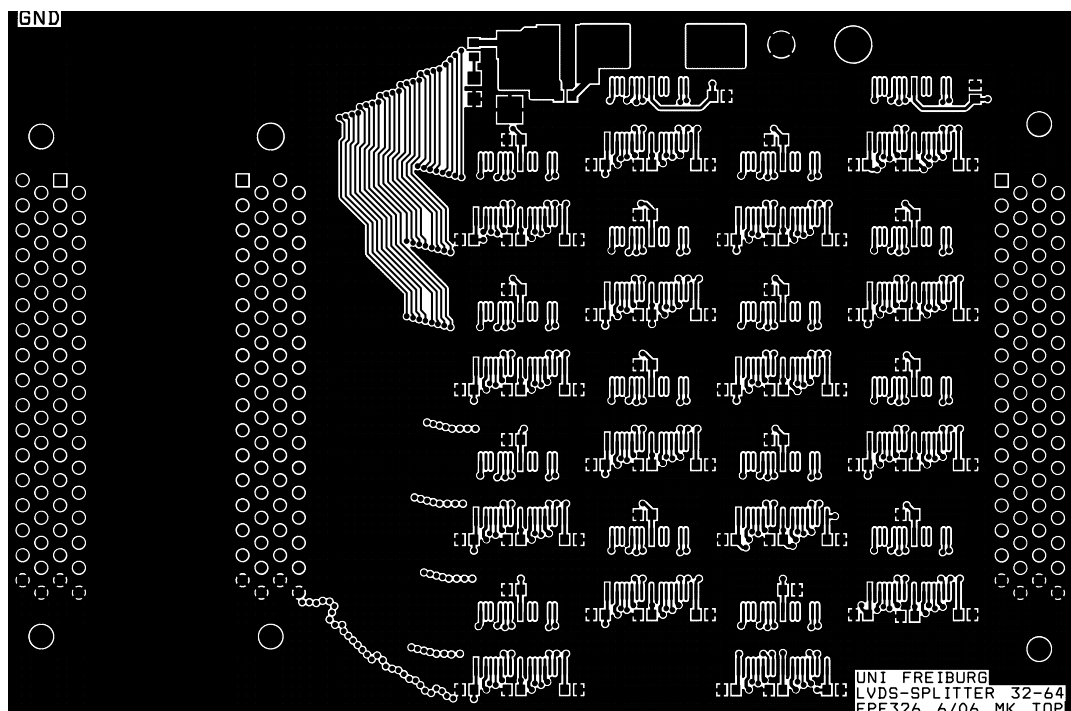


Abbildung C.3: Erste Lage der LVDS-Splitter-Platine (GND).

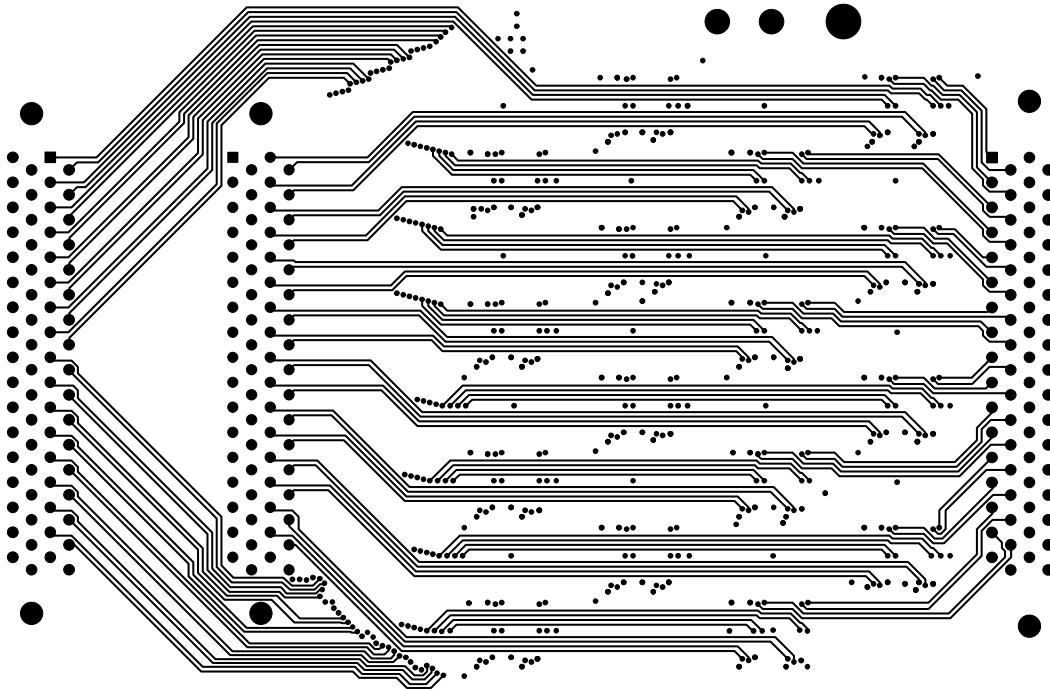


Abbildung C.4: Zweite Lage der LVDS-Splitter-Platine (Signal).

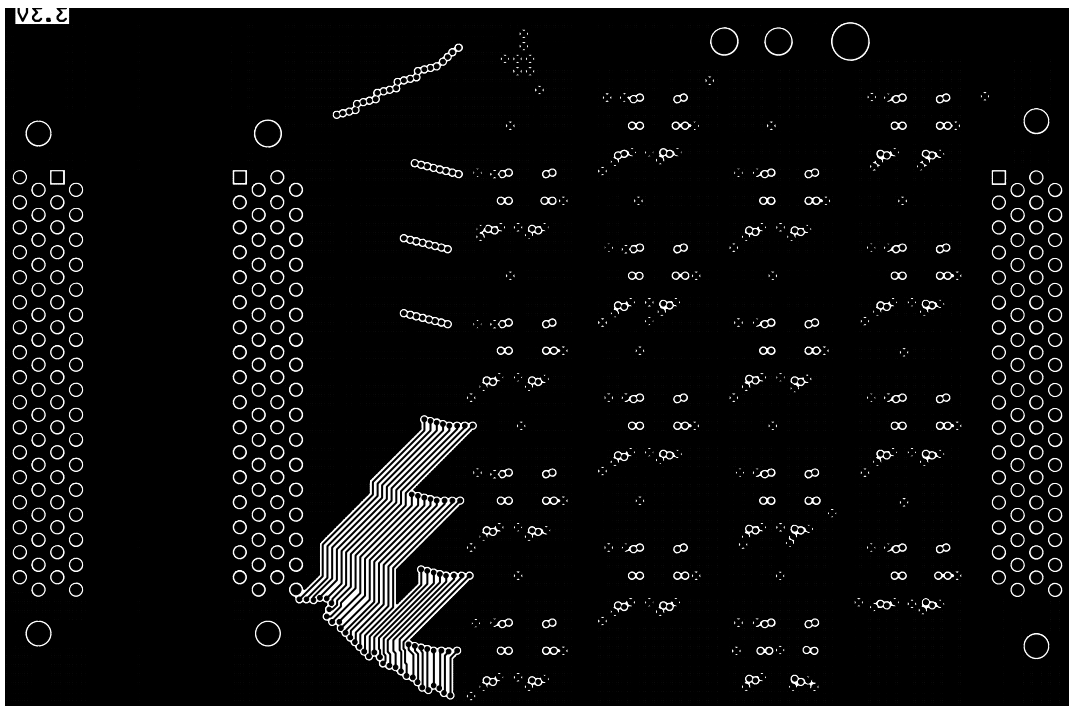


Abbildung C.5: Dritte Lage der LVDS-Splitter-Platine (3,3V).

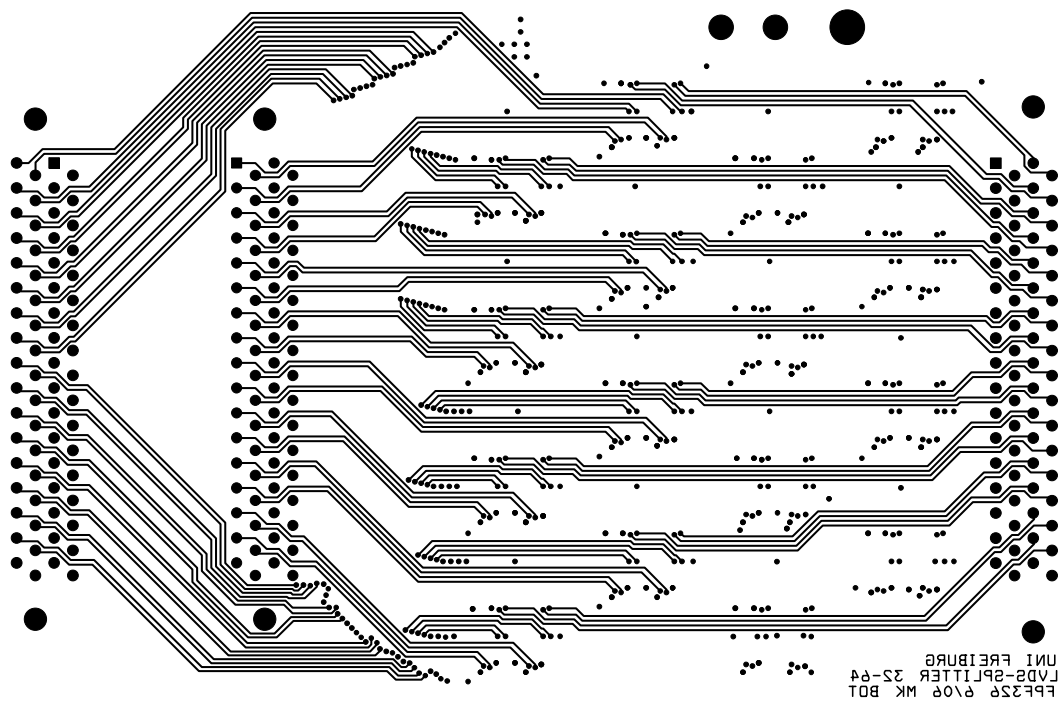


Abbildung C.6: Vierte Lage der LVDS-Splitter-Platine (Signal).

C.4 Eingebaute LVDS-Splitter

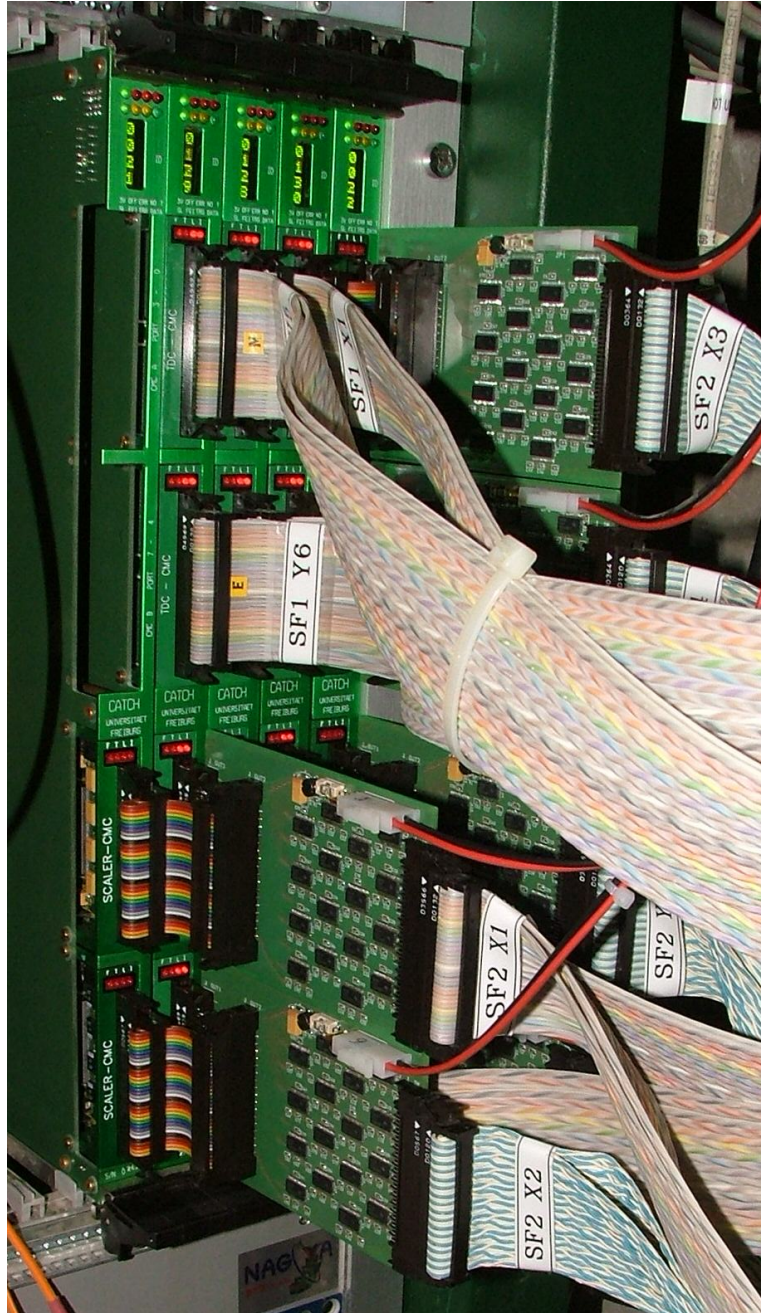


Abbildung C.7: Die im COMPASS-Experiment installierten LVDS-Splitter (CERN). Man erkennt insgesamt fünf CATCH-Module. Die zwei äußeren sind mit den neu installierten SCALER-CMC bestückt. Die drei in der Mitte sind die schon zuvor verwendeten TDC-CMC CATCH-Module. Man erkennt zudem die aufgesteckten LVDS-Splitter-Platinen, die die Signale teilen und dann jeweils auf eine TDC- und eine SCALER-CMC geben.

D. Die Testsoftware für die in Freiburg hergestellte Elektronik

D.1 Vorgaben und Umsetzung

Als wissenschaftliche Hilfskraft hatte ich begonnen eine Software zu schreiben, welche die vom in Freiburg aufgebauten Datennahmesystem generierte Struktur der Daten [50] (s. Kap. 4.3.1) für TDC-CMC auf Fehler prüft. Die Idee dabei war eine Software zu implementieren, die vollautomatisch die Daten über den VME-Bus vom CATCH einliest, analysiert und nur noch die fehlerhaften Events ausgibt. Durch die selbständige Fehlersuche und die Reduktion der Bildschirmausgabe, ist es dann möglich in kurzer Zeit große Mengen an Daten zu analysieren und so dem Test eine statistische Aussagekraft zu verleihen.

D.1.1 Die Urversion der Testsoftware

Schon mit der ersten lauffähigen Version der Testsoftware wurde die Notwendigkeit eines solchen, spezialisierten Analyseprogramms ersichtlich. Denn es wurden schon in diesem frühen Stadium einige Fehler aufgespürt, die mit den zuvor verwendeten Analyseprogrammen nicht gefunden werden konnten. Die Software wurde im Rahmen der Diplomarbeit kontinuierlich weiterentwickelt und in ihrer Funktion wesentlich erweitert. So ist eine Software entstanden, mit der mittlerweile alle Komponenten der Auslelektronik zuverlässig getestet werden können. Das Grundkonzept der Software soll im nächsten Kapitel grob umrissen werden. Anschließend wird auf die verschiedenen Testmodi der Software eingegangen.

D.1.2 Das Konzept der Software

Die Software sollte folgenden Ansprüchen genügen. Sie soll die Daten der Front-End Elektronik zuverlässig und benutzerfreundlich analysieren. Das bedeutet, dass Fehler in der Datenstruktur direkt auf dem Monitor ausgegeben werden sollen. Gleichzeitig sollen die Fehler im Hintergrund statistisch erfasst werden und nach Beendigung des Programms auf dem Monitor ausgegeben werden. Desweiteren sollen alle Datenworte einem Bit-Test unterzogen werden und, falls Bits von ihrem erwarteten Verhalten abweichen, sollen diese ebenfalls am Ende ausgegeben werden. Durch Kombination dieser drei Informationen ist es dann meist sehr leicht, den Fehler auf der Platine zu lokalisieren und anschließend zu beheben.

Weitere selbst gesetzte Ziele waren, die Analyseroutinen der Software in Ihrer Geschwindigkeit zu optimieren, so dass das Verhältnis zwischen statistischer Aussagekraft und

Laufzeit des Tests möglichst groß ist. Desweiteren sollte das Programm in der Analyse der Datenstruktur flexibel erweiterbar sein. Auch sollten Daten, die mit `dateControl`¹ auf Festplatte geschrieben wurden analysiert werden können. Und nicht zuletzt sollte die Fehlerausgabe der Software so aussagekräftig sein, dass nicht nur absolute Experten den Test der Elektronik durchführen können.

D.1.3 Die Struktur der Testsoftware

Das Programm besteht grob gesprochen aus drei Blöcken. Im Ersten werden die Daten vom Spy-FIFO oder aus einer Datei eingelesen und in einem Array abgespeichert. Um die Anzahl der Zugriffe auf den VME-Bus bzw. auf die Datei zu reduzieren wird dabei immer eine möglichst große Zahl von Worten ausgelesen. Im Falle der Spy-FIFO Auslese bedeutet dies, dass alle Worte ausgelesen werden, die sich zu dem Zeitpunkt der Anfrage im FIFO befinden². Im Falle der Datei werden aus programmiertechnischen Gründen immer $131071 (2^{17} - 1)$ Worte ausgelesen.

Im zweiten Block werden die im Array abgespeicherten Daten analysiert. Werden Fehler festgestellt, werden diese in einem 'Fehler' Array kodiert abgespeichert. Hierbei wird die Position des Fehlers im 'Daten' Array, die Art des Fehlers und die Eventnummer abgespeichert.

Mit diesen Informationen ist es dann im dritten Block möglich die fehlerhaften Events wiederzufinden und vollständig auf dem Monitor auszugeben. Das fehlerhafte Datenwort wird hierbei visuell hervorgehoben und der Fehler wird spezifiziert.

Diese drei Blöcke werden solange hintereinander ausgeführt, bis das Programm beendet wird, bzw. bis das Ende der Datei erreicht ist.

Eine anspruchsvolle Aufgabe ist die korrekte statistische Erfassung der Fehler. Denn z.B. das Zusammenspiel von fehlenden Datenworten und zuvor, aufgrund von Bit Fehlern, falsch gesendeten Informationen, macht meist aufwendig vernetzte Analyseroutinen notwendig um den Fehler 'eindeutig' zu spezifizieren.

D.2 Die Verwendung der Testsoftware

Aufgrund der vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten, müssen der Software, abhängig von der zu testenden Elektronik, bestimmte Parameter beim Programmstart übergeben werden. Die explizite Auflistung der einzelnen Parameter soll im Rahmen dieser Arbeit nicht geschehen. Es wird an dieser Stelle auf die README verwiesen [51], in der zu jedem Testmodus eine Anleitung zur Benutzung der Software und zur Konfiguration des Testaufbaus zu finden ist.

In den nächsten Kapiteln soll aber zumindest ein Eindruck über den Umfang der spezifischen Datenanalyse gegeben werden.

¹Datennahmesoftware, die u.A. am COMPASS-Experiment (CERN) zum Auslesen des Spektrometers eingesetzt wird.

²Aufgrund der Architektur des FIFO sind das maximal $16383 (2^{14} - 1)$ Worte.

D.2.1 Der standardmäßige Test

Bei jeder Benutzung der Software werden, egal welches Equipment vom CATCH-Modul ausgelesen wird, die Informationen, die im SLINK Header kodiert sind auf ihre Richtigkeit hin überprüft. Ebenfalls werden alle vom CATCH generierten Fehlerworte dekodiert und statistisch erfasst. Dies entspricht im Prinzip der Analyse, wie sie auch MurphyTV³ durchführt. Der Vorteil der neuen Software besteht allerdings darin, dass auftretende Fehler direkt auf dem Monitor ausgegeben werden und somit das debuggen der Elektronik erst wirklich möglich wird. Abgesehen davon, werden viele zusätzliche spezifische Tests durchgeführt, die für den Qualitätstest neu produzierter Elektronik entscheidend sind (siehe die folgenden Kapitel). Desweiteren ist die Testsoftware etwa 10mal schneller, was den Test der Elektronik somit deutlich effizienter macht. Außerdem kann die Testsoftware in einem Modus betrieben werden, der eventDumpAll⁴ nachempfunden ist. Es werden dann alle Events (und nicht nur die fehlerhaften) auf dem Monitor ausgegeben. Hier ist es auch möglich in einen bestimmten Spill und oder in ein bestimmtes Event zu springen. Somit ist die Entstehung eines Fehlers vollständig nachvollziehbar.

D.2.2 Der TDC Testmodus

In Freiburg wurden folgende Module zur Zeitmessung entwickelt: STRAW, MW2 und DREISAM Front-End Karten, sowie die TDC-CMC. Zum Testen werden sie im ‘Debugging’ Modus ausgelesen [50]. Das heisst jeder $\mathcal{F}1$ -TDC-Chip sendet pro Event zu Beginn ein Headerwort, dann die Datenworte der Kanäle, die in diesem Event Treffer hatten und abschließend ein Trailer Wort. In den Header- und Trailerworten sind die folgenden Informationen kodiert:

- Die im $\mathcal{F}1$ -TDC generierte Event Nummer, diese wird mit jedem Trigger inkrementiert.
- Die Trigger Zeit, die angibt, wann der Trigger am TDC angekommen ist.
- Die Chip Nummer, die angibt, von welchem $\mathcal{F}1$ -TDC-Chip die Daten stammen.
- Die Kanal Nummer, die angibt von welchem Kanal der Header bzw. der Trailer stammt. In dem speziellen ‘Debugging’ Modus ist dies entweder Kanal 0, wenn es ein Header ist oder Kanal 7, wenn es ein Trailer ist.
- Ein Bit, das den Zustand des Trigger Puffers anzeigt.
- Ein Kontrollbit das anzeigt, ob sich die im $\mathcal{F}1$ -TDC gespeicherten Konfigurationsdaten geändert haben.

³MurphyTV ist eine Freiburger Monitoring Software für die Datennahme am COMPASS-Experiment. Es analysiert online die Daten des Spektrometers auf vom CATCH generierte Fehlerworte und gibt diese Fehler in Form einer Fehlerstatistik aus.

⁴eventDumpAll ist eine Freiburger Software, die die Daten dekodiert auf dem Bildschirm ausgibt.

In den Datenworten sind folgende Informationen kodiert:

- Die Daten-Zeit, wann das Signal am TDC angekommen ist.
- Die Chip Nummer, die angibt, von welchem $\mathcal{F}1$ -TDC-Chip die Daten stammen.
- Die Kanal Nummer, die angibt von welchem Kanal die Zeitinformationen stammen.

In sowohl Header- als auch Datenworten sind noch die folgenden zwei Informationen gespeichert:

- Die Port Nummer, die angibt, von welcher TDC-Karte die Daten stammen. Diese wird allerdings vom CATCH erzeugt.
- Die PLL locked Bits, die angeben, ob sich der $\mathcal{F}1$ -TDC-Chip in einem stabilen Zustand befindet (die Bits haben nur bei der TDC-CMC diese Funktion).

Mit dem in Freiburg aufgebauten Datennahmesystem (s. Kap. 4.3.1) sendet jeder $\mathcal{F}1$ -TDC demnach in jedem Event einen Header, dann pro Kanal ein Datenwort und abschließend einen Trailer. Die relativen Datenzeiten der einzelnen Kanäle müssen, bis auf Fluktuationen der Elektronik, untereinander konstant sein. Die vom $\mathcal{F}1$ -TDC gemessenen Triggerzeiten müssen bis auf einen Systemtakt exakt gleich sein.

In jedem Event überprüft die Testsoftware alle vom $\mathcal{F}1$ -TDC gesendeten Informationen auf Konsistenz. So werden z.B. fehlende Kanäle, Sprünge in der Event Nummer, oder Abweichungen der Trigger Zeiten zwischen verschiedenen $\mathcal{F}1$ -TDC aufgespürt. Der Schwerpunkt der Analyse besteht allerdings in der Bestimmung der Zeitauflösung der einzelnen TDC-Kanäle. Hierzu werden die gemessenen Datenzeiten eines TDC in jedem Event gegen die von anderen TDC gemessenen Datenzeiten verglichen und die Differenz in Histogrammen abgespeichert. Aus der Breite dieser Verteilungen kann dann sofort abgeleitet werden, ob die Zeitmesseinheit des TDC korrekt funktioniert. Für jedes Event werden die folgenden Zeitverteilungen bestimmt, indem die jeweiligen Zeiten voneinander abgezogen werden:

- Von jedem TDC wird die größte gemessene Zeit mit der kleinsten gemessenen Zeit verglichen.
- Von jedem TDC wird die mittlere Zeit bestimmt und mit den mittleren Zeiten der anderen TDC verglichen.

Falls mehr als ein Port ausgelesen wird, werden die mittleren Zeiten der Ports gebildet und untereinander verglichen. Und wenn mehr als ein CATCH ausgelesen wird, besteht die Möglichkeit ein CATCH als Referenz-CATCH zu verwenden.

- Von jedem Kanal des TDC wird die Zeit mit der mittleren Zeit eines Referenz-CATCH verglichen.

Die letzte Verteilung hat natürlich die größte Aussagekraft. Der Grund, dass auch die anderen Verteilungen berechnet werden liegt am Ablauf der Testroutine. So können schon in früheren Stadien des Tests, wenn die Karten noch einzeln getestet werden, Defekte, die die Zeitmesseinheit des TDC beeinflussen, erkannt und behoben werden. Letztlich wird so Testzeit eingespart.

Am Ende des Tests werden die Mittelwerte und die Standardabweichungen der bestimmten Zeitdifferenzen berechnet und ausgegeben. Optional können die Verteilungen auch noch in ASCII-Dateien abgespeichert werden. Durch Plotten dieser Dateien und durch Hinzunahme der Bit Statistik, erhält man dann schnell einen Eindruck, was die Ursache für die fehlerhafte Zeitmessung des TDC ist.

Für den TDC-CMC und den DREISAM-Karten Test wurden die Testprotokolle komplett überarbeitet [52]. Nach Abarbeitung des Protokolls kann mit sehr großer Sicherheit die korrekte Arbeitsweise der TDC gewährleistet werden.

D.2.3 Der SCALER Testmodus

Die SCALER-CMC ist ein Zähler mit 32 Kanälen. Jeder Kanal kann Signale mit einer Frequenz von bis zu 250 MHz zählen und jeder Kanal wird totzeitfrei ausgelesen [33]. Das Datenformat hat die folgende Struktur [50]: Das erste Wort ist ein Header. In ihm ist die Erkennungsnummer der CMC, die sogenannte Geographic ID und die Eventnummer kodiert. Danach kommen die Zählerstände der 32 Kanäle. Die nächsten zwei Worte beinhalten die Zeit, wann der Zähler ausgelesen wurde und ein Detektor-Pattern, welches angibt, welcher Kanal zum Zeitpunkt des Triggers einen Hit hatte⁵. Als letztes wird ein Trailer Wort gesendet, welches die selben Informationen trägt, wie das zuerst gesendete Headerwort.

Für die SCALER-CMC gibt es vier verschiedene Testmodi. Alle vier Modi testen, ob sich die Eventnummern richtig inkrementieren und bei der Auslese mehrerer SCALER, werden die Triggerzeiten untereinander verglichen.

Mit dem **ersten Modus** kann man das spezielle Bit-Muster, welches mit dem Testdesign erzeugt wird, überprüfen (s. Kap. D.2.4). Falls es vom erwarteten Muster abweicht wird dies ausgegeben und man kann so leicht fehlerhafte Verbindungen zwischen FPGA und FIFO, bzw. zwischen FIFO und dem Stecker zum CATCH erkennen und reparieren.

Mit dem **zweiten Modus** wird überprüft, ob die Zähler richtig hochzählen. Dies kann direkt mit dem Freiburger Datennahmesystem überprüft werden, denn hier müssen sich die Zählerstände mit jedem Trigger um exakt 1 erhöhen. Abweichungen werden ausgegeben, so dass man fehlerhafte Verbindungen zwischen Eingangsstecker und FPGA aufspüren kann.

⁵Hierzu müssen die Signale im Zähler der Triggerlaufzeit entsprechend verzögert werden. Die Verzögerung kann über einen speziellen Befehl, der über den VME-Bus geschickt wird, eingestellt werden [33].

Der **dritte Modus** testet, ob die SCALER-CMC auch bei hohen Datenraten stabil läuft. Hierzu werden mit einem Puls Generator Signale mit einer konstanten Rate erzeugt, welche auf die SCALER-CMC gegeben werden. Das Programm berechnet dann in jedem Event für jeden Kanal die Zählrate, indem es den alten Zählerstand vom Neuen abzieht und durch die Differenz der Triggerzeiten teilt. Diese Zählraten werden dann mit einer Referenz Zählrate verglichen. Außerdem wird noch überprüft, dass die Zählerstände untereinander nicht voneinander abweichen. Abweichungen werden auf dem Monitor ausgegeben. Zusätzlich werden die Abweichungen in den Zählraten in eine ASCII-Datei geschrieben, so dass man den Verlauf nochmal nachvollziehen kann.

Der **vierte Modus** wurde implementiert um explizit zu überprüfen, dass auch sehr schnelle Signale verlustfrei gezählt werden. Hierzu wird eine Funktion des Puls Generators genutzt, mit der man eine definierte Anzahl an Signalen in einem bestimmten Zeitintervall erzeugen kann. Das Programm überprüft dann am Ende eines jeden Spills, ob die Zählerstände exakt mit der an das Programm übergebenen Anzahl übereinstimmen. Mit der Standarddatennahme, das heißt ein Signal pro Trigger, kann so auch überprüft werden, ob die Gatefunktion der SCALER-CMC funktioniert. Indem man nämlich die Zahl Null an das Programm übergibt und somit überprüft, ob am Ende des Spills alle Zählerstände Null sind.

Die Checkliste der SCALER-CMC wurde komplett neu überarbeitet [52].

D.2.4 Die SCALER Test-Firmware

Um die SCALER-CMC zuverlässig zu testen, muss überprüft werden, dass jeder Zählerstand richtig ausgelesen werden kann. Da der Zähler 31 Bits besitzt können $2^{31} - 1$ Signale gezählt werden. Dies sind mehr als $2 \cdot 10^9$. Mit dem normalen Auslesetest ist es somit unmöglich zu testen, ob die Datenleitungen, zwischen FPGA und den beiden FIFO und dann weiter zum Stecker, die die SCALER-CMC mit dem CATCH verbindet, intakt sind. Um dies zuverlässig zu testen wurde ein spezielles Design für den FPGA auf der SCALER-CMC implementiert. Dieses schickt mit jedem Trigger anstatt der Zählerstände bestimmte Bitmuster an das CATCH. Das Datenformat der Header- und Trailerworte der SCALER-CMC bleibt hierbei erhalten und die Daten können deshalb standardmäßig ausgelesen und dekodiert werden. Die Testsoftware wurde dahingehend erweitert, dass sie die gesendeten Bitmuster analysiert und Abweichungen ausgibt. Am Ende des Tests werden dann die fehlerhaften Bits ausgegeben und die zugehörigen Datenleitungen können gezielt auf fehlerhafte Lötstellen überprüft werden. Die Software wurde mit Xilinx 7.1 implementiert und wurde als `scaler-test-latest.zip` archiviert. Die Datei zur Programmierung des EEPROM heißt `scaler-test20.mcs` [53].

E. Zur Flussbestimmung verwendete Analyse Software

Es soll im Folgenden auf die, bei der Analyse des Myonenflusses, verwendete Software eingegangen werden. Dies soll allerdings nur der Dokumentation willen geschehen und ist dementsprechend kurz gehalten.

Die vom Spektrometer aufgezeichneten Daten wurden dieses Jahr im Date5 Format auf Festplatte geschrieben. In der Standardanalyse werden diese Daten mit Coral¹ produziert und in Form eines Root-Trees² abgespeichert [54]. In diesen sogenannten mDST-Dateien sind alle, aus den Rohdaten konstruierten, Informationen eventweise abgespeichert. Zur weiteren Analyse dieser Daten wird das Programm PHAST³ verwendet. Das Programm verwaltet die Auslese des Trees und stellt diverse Klassen zur Dekodierung der darin abgespeicherten Informationen zur Verfügung.

Für die Analyse des Myonenflusses wurde PHAST lediglich dann eingesetzt, wenn auf das Tracking von Coral zurückgegriffen werden musste (Kapitel 7.1 und 7.2). Dies hatte im Wesentlichen zwei Gründe. Zum Einen waren viele Informationen, wie z.B. die Daten der Lebenszeit-SCALER, nicht mitproduziert worden. Zum anderen waren etwa 7% der produzierten Daten korrupt und konnten nicht ausgewertet werden. Da die Analyse auf den zufälligen Zeitintervallen des Zufallsgenerators basiert, war somit nicht zu gewährleisten, dass alle Zufallstrigger in den auslesbaren Dateien waren und somit die Zeitintervalle auch nicht mehr rein zufällig.

Für die restliche Analyse, wie z.B. der Zufälligkeit des Zufallsgenerators, wurde deshalb auf das selbstgeschriebene Programm Rich_Dump⁴ zurückgegriffen. Mit ihm wurden alle für die Analyse wichtigen Detektorinformationen aus den Rohdaten extrahiert und in einem Root Tree zur weiteren Analyse abgespeichert. Für die Analyse dieses Trees wurde das Programm Sorttree geschrieben. Wie der Name schon andeutet sortiert das Programm den Tree, so dass sich die Events in der richtigen zeitlichen Reihenfolge befinden. Im Anschluss wird der Tree ausgelesen und analysiert.

¹Coral = **COMPASS Reconstruction and AnaLysis**

²Root stellt C++ Klassen zur Verfügung, die speziell für die Analysen in der Hochenergie-Physik geschrieben wurden. Ein Root-Tree ist ein optimiertes Datenspeicher-Format.

³PHAST = **PHysics Analysis Software Tool**

⁴Rich_Dump ist ein Programm, das auf eventDumpAll aufbaut. Rich_Dump wurde ursprünglich geschrieben um die Tests der neuen RICH-Elektronik zu unterstützen. eventDumpAll wurde von F.H. Heinsius geschrieben. Es dekodiert die Rohdaten und gibt sie auf dem Monitor aus.

Literatur

- [1] M. Gell-Mann and G. Zweig. *A Schematic Model of Baryons and Mesons*. Phys. Lett. **8** (1964) 214.
- [2] D. J. Gross and F. A. Wilczek. Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343;
H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346.
- [3] European Muon Collaboration. *A Measurement of the Spin Asymmetry and Determination of the Structure Function g_1 in deep inelastic Muon-Proton Scattering*. Phys. Lett. B **206** (1988) 364.
- [4] G. Altarelli and G. Parisi. *Asymptotic freedom in parton language*. Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.
- [5] S. Hedicke. *Determination of the Gluon Polarisation in the Nucleon using Hadron Pairs with High Transverse Momentum at COMPASS*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut Freiburg, 2005.
- [6] A. V. Manohar. *An Introduction To Spin Dependent Deep Inelastic Scattering*, März 1992. hep-ph/9204208.
- [7] R. Webb. *Erste Messungen transversaler Spinasymmetrien durch Einzelpionproduktion am COMPASS-Experiment*. Doktorarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, Mai 2004.
- [8] G. K. Mallot. *The Spin Structure of the Nucleon from the SMC Experiments*. Habilitationsschrift, Mainz, 1996.
- [9] W.-M. Yao et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33, 2006. <http://pdg.lbl.gov>.
- [10] M.D. Leberig. *Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags zum Protonspin*. Doktorarbeit, Universität Mainz, November 2002.
- [11] COMPASS Collaboration. *The Deuteron Spin-dependent Structure Function g_1^d and its First Moment*. Phys. Lett. B **633** (2006) 25.
- [12] COMPASS Collaboration. *Spin asymmetry A_1^d and the spin-dependent structure function g_1^d of the deuteron at low values of x and Q^2* , 2006. CERN-PH-EP/2006-040, hep-ex/0701014.

- [13] M. Hirai, S. Kumano, and N. Saito. *Global analysis of AAC for determining polarized parton distribution functions*, Januar. hep-ph/0601087 (2006-12-20).
- [14] B. W. Filippone and X. Ji. *The Spin Structure of the Nucleon*, 2005. Adv. Nucl. Phys. **26** (2001) 1.
- [15] COMPASS Collaboration. *Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photo-productio of high- p_T hadron pairs*, 2005. CERN-PH-EP/2005-049, hep-ex/0511028.
- [16] A. Bravor, K. Kurek, and R. Windmolders. *POLDIS: A Monte Carlo For Polarized (Semi-Inclusive) Deep Inelastic Scattering*. Computer Physics Communications **105** (1997) 42-61.
- [17] T. Gehrmann and W.J. Stirling. *Spin-Dependent Parton Distributions From Polarized Structure Function Data*, 1994. Z. Phys. C 65, (1995) 461-470.
- [18] COMPASS Collaboration. *Outline For Generalized Parton Distribution Measurements With COMPASS At CERN*. CERN-SPSC-2005-007, 2005.
- [19] K. Kurek. *Gluon polarisation in the nucleon from COMPASS*. (DIFFRACTION 2006). International Workshop on Diffraction in High-Energy Physics.
- [20] COMPASS Collaboration. *The COMPASS Experiment at CERN*, Januar 2007. subm. to NIM CERN-PH-EP/2007-001.
- [21] F. Nerling et al. *Fast Photon Detection for Particle Identification with COMPASS RICH-1*. (Imaging 2006) Stockholm, Sweden.
- [22] D. Neyret et al. *Fast read-out of the COMPASS FAST-RICH CsI-MWPC chambers*. (Juni 2006) 4-th Intern. Conf. on New Developments in Photondetection.
- [23] M. Frhr. v. Hodenberg. *A First Reconstruction of COMPASS Data*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut Freiburg, Juni 2002.
- [24] M. Frhr. v. Hodenberg. *First Measurement of the Gluon Polarisation in the Nucleon using D Mesons at COMPASS*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut Freiburg, November 2005.
- [25] S. Horikawa et al. *A Scintillating Fiber Tracker with High Time Resolution for High-Rate Experiments*. IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, **49** (2002).
- [26] C. Bernet et al. *The COMPASS trigger system for muon scattering*. NIM A 550 (2005) 217-240.
- [27] B. Grube. *The trigger control system and the common GEM and Silicon readout for the COMPASS experiment*. Diplomarbeit, TU München, Dezember 2001.
- [28] Th. Schmidt. *The Common Readout Driver for the COMPASS Experiment*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut Freiburg, Juni 2002.

- [29] ACAM. *TDC-F1 High-performance 8-channel TDC*, 2001. Functional description, scientific version.
- [30] H. Fischer et al. *An Eight Channel Time-to-Digital and Latch Integrated Circuit developed for the COMPASS Experiment CERN*, 1999.
- [31] F. Hermann. *Multifunctional Signal Source for Modular Data Analysis*. Staatsexamens-Arbeit, Physikalisches Institut Freiburg, Mai 2006.
- [32] A. Grünemeier. *Eine universelle Ausleseschnittstelle für das COMPASS-Experiment*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut Freiburg, Oktober 2002.
- [33] M. Niehbur. *Entwicklung eines 250-MHz-Zählers mit totzeitfreier Auslese für das COMPASS-Experiment*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut Freiburg, November 2000.
- [34] F. Karstens. *Entwicklung eines eigenständigen kompakten Datennahmesystems*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut Freiburg, August 2002.
- [35] Ch. Tietze, U. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*, volume 12. Springer, 2002.
- [36] MAXIM. *Introduction to LVDS, PECL, and CML*, September 2000. Application Note: HFAN-1.0.
- [37] S. Trippel. *Hauptpraktikumsarbeit*, 2004. Speicherplatz: @pcfr31:/compass/boards/triggerlogik/design/DESIGNS_README.
- [38] S. Trippel. *Aufbau einer Messeinrichtung zur Bestimmung des Myonenflusses bei COMPASS*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut Freiburg, März 2005.
- [39] H. Wollny. *Verwendung des TCS-VME-Adapters*. Speicherplatz: @pcfr31:/compass/boards/tcs-vme-adapter/TCS-VME-Adapter-usage.pdf.
- [40] H. Wollny. *FPGA Design für das Triggerlogikmodul*. Speicherplatz: @pcfr31:/compass/boards/triggerlogik/design/SPILLSTR6.ZIP.
- [41] PERICOM. *Interfacing LVDS to PECL, CML, RS-422 and single-ended devices*, Februar 2002. Application Note 47.
- [42] H. Wollny. *Testprotokoll für den TCS-VME-Adapter*. Speicherplatz: @pcfr31:/compass/boards/checklists/TCS-VME-Adapter.pdf.
- [43] Texas Instruments. *DC-Coupling Between Differential LVPECL, LVDS, HSTL, and CML*, März 2003. Application Report: SCAA062.
- [44] H. Wollny. *Testprotokoll für den LVDS-Splitter*. Speicherplatz: @pcfr31:/compass/boards/checklists/LVDS-Splitter.pdf.
- [45] CERNtech Engineering Ltd. <http://www.cerntech.hu/odin.htm>.
- [46] A. C. Melissinos. *Experiments in modern physics*. Academic Press, 1966.

-
- [47] COMPASS Online Logbook. <http://wwwcompass.cern.ch/>.
 - [48] SPS. *Minutes of Users Meeting*, Juni 2003.
 - [49] R. J. Barlow. *Statistics: A Guide To The Use Of Statistical Methods In The Physical Sciences*. Wiley, 1989.
 - [50] H. Fischer et al. *The COMPASS Online Data Format*. COMPASS-Note Version 4, Juli 2003.
 - [51] H. Wollny. *README for using the test program tdc_multi2*. Speicherplatz: @pcfr31:/users/onl/wollny/dreisam_test/readme.ps.
 - [52] H. Wollny. *Testprotokoll für die TDC-CMC, DREISAM-Karte, bzw. SCALER-CMC*. Speicherplatz: @pcfr31:/compass/boards/checklists/TDC-Check-Liste.pdf, Dreisam-Check-Liste.pdf, SCALER-Check-Liste.pdf.
 - [53] H. Wollny. *FPGA Design für den Leitungstest der SCALER-CMC*. Speicherplatz: @pcfr31:/compass/boards/scaler-cmc/designs_2006/scaler-test-latest.zip.
 - [54] R. Brun et al. *Root Users Guide 5.13*, <http://root.cern.ch/>.

F. Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei Professor Kay Königsmann und Professor Horst Fischer für die Vergabe dieses interessanten Themas bedanken. Gerade die Möglichkeit am COMPASS-Experiment am CERN mitzuarbeiten war besonders reizvoll und aufregend. Insbesondere war die Vielschichtigkeit der Arbeit sehr interessant. So war es mir möglich Leiterplatten zu entwickeln, logische Bausteine auf Hardware-Basis zu programmieren und Analysen am Computer durchzuführen.

Ein Besonderes Dankeschön geht an meinen Diplomvater Horst Fischer, für die intensive Betreuung und die vielen Diskussionen.

Ein großes Dankeschön geht an meinen Assistenten Christian Schill, von dem ich viel gelernt habe und der mich stets an seinem reichhaltigen Wissen teilhaben ließ. Auch danke ich für die vielen Impulse, die wichtig für das Gelingen dieser Arbeit waren.

Dem Rest der Abteilung gilt ebenfalls mein Dank für die vielen Tipps und Hinweise, die sehr hilfreich beim Erstellen dieser Arbeit waren. Insbesondere möchte ich mich bei denen bedanken, die die Arbeit korrekturgelesen haben. Hier danke ich besonders Frank Nerling, der mir sehr viele wertvolle Tipps hinsichtlich des Stils gegeben hat und Roland Hagemann und Wolfgang Käfer, für das aufmerksame Lesen und korrigieren der Arbeit.

Desweiteren möchte ich mich bei der institutsseigenen Elektronik-Werkstatt unter der Leitung von Herrn Eckhard Bergmann bedanken. Insbesondere bei Herrn Martin Kienzler, der das Layout der in dieser Arbeit entwickelten Platinen entworfen hat und bei Fabian Bilger, der das Netzteil für die LVDS-Splitter gebaut hat. Ein großes Dankeschön geht auch an Herrn Harald Zorn, für die großartige Arbeit an der Bestückungsmaschine.

G. Erklärung

Diese Arbeit ist von mir selbständig verfasst worden und ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen als Hilfsmittel verwendet.

Heiner Wollny, Februar 2007